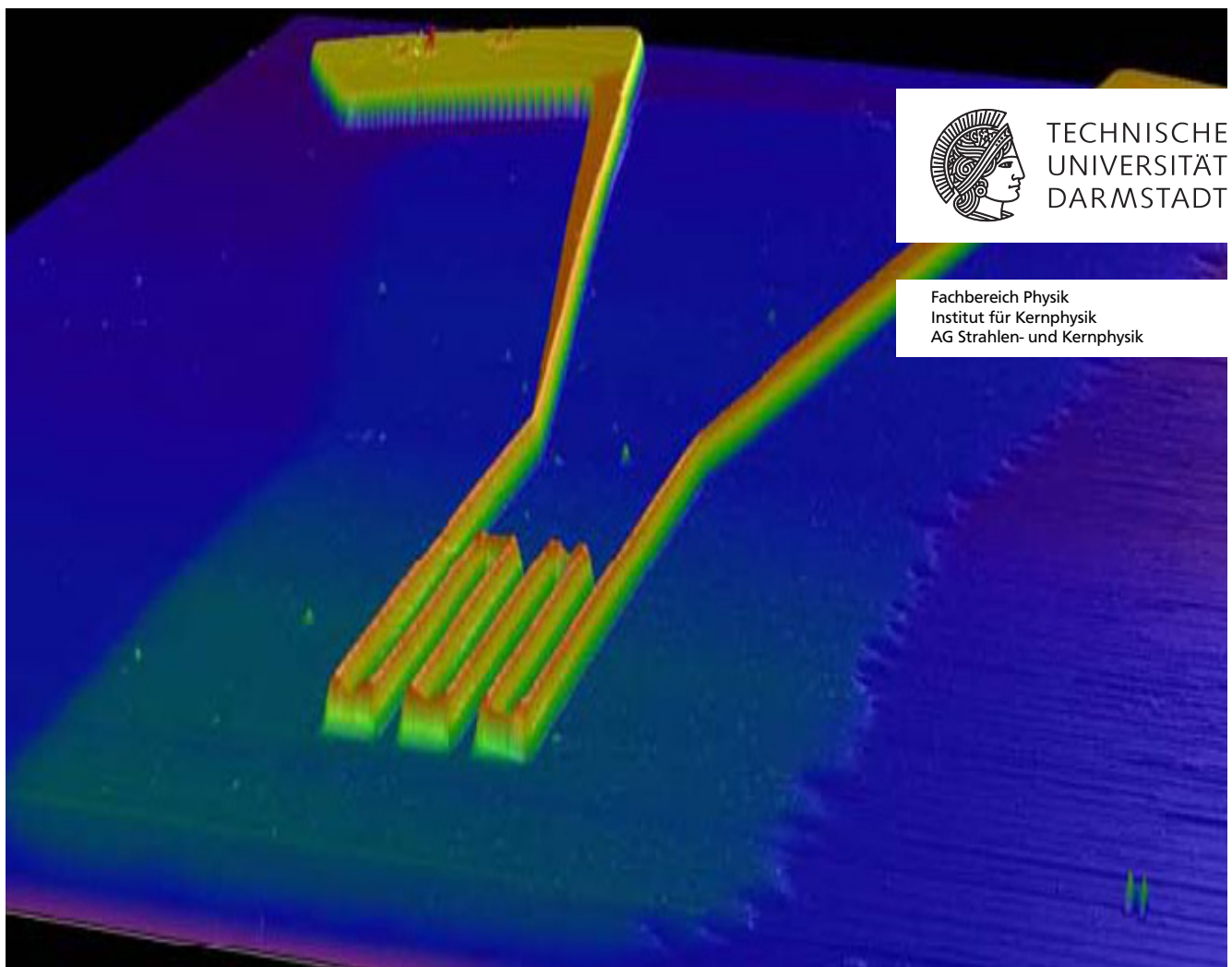

Entwicklung, Aufbau und Test eines kontaktfreien Messverfahrens zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit dichter Plasmen

Development, realization and test of a contactless measurement method for the determination of the electrical conductivity of dense plasmas

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl. - Phys. Johannes Daniel Ling aus Marbach am Neckar

2011 — Darmstadt — D 17



In Zusammenarbeit mit dem
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH Darmstadt



Entwicklung, Aufbau und Test eines kontaktfreien Messverfahrens zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit dichter Plasmen

Development, realization and test of a contactless measurement method for the determination of the electrical conductivity of dense plasmas

Genehmigte Dissertation von Dipl. - Phys. Johannes Daniel Ling aus Marbach am Neckar

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann

2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 7.12.2010

Tag der Prüfung: 7.02.2011

Darmstadt — D 17

Zusammenfassung

Intensive, stark fokussierte, relativistische Ionenstrahlen, wie sie am Hochtemperaturmessplatz HHT der Plasmaphysikgruppe des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH (GSI) zur Verfügung stehen, sind besonders gut geeignet, um Volumina von bis zu einem Kubikmillimeter mit einer Energiedichte von 1 kJ/g in Materie zu erzeugen. Dabei wird eine gute Homogenität der Verteilung physikalischer Parameter, wie Druck, Temperatur und Dichte erreicht. Die experimentelle Erforschung von Materie unter diesen extremen Bedingungen ist sowohl für viele Gebiete der Physik, wie der Astro- und Geophysik, als auch für die Grundlagenforschung von großem Interesse. Im Mittelpunkt stehen dabei die Energiegewinnung mithilfe der Trägheitsfusion, sowie die Bestimmung der thermodynamischen Zustandsgleichung (EOS: Equation Of State) und der Transporteigenschaften der Materie unter solchen Bedingungen. Die elektrische Leitfähigkeit ist eine der fundamentalen Eigenschaften eines jeden Materials. Das theoretische Verständnis über das Verhalten dieser Größe unter extremen Bedingungen hat zwar in den letzten Jahrzehnten bedeutende Fortschritte gemacht, dennoch gibt es keine vollständige und allgemeine Theorie der elektrischen Leitfähigkeit. Deswegen sind Messungen dieses Transportkoeffizienten von besonderer Bedeutung im Bereich der Grundlagenforschung. Zu diesem Zweck wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Hochfrequenzverfahren zur Messung der elektrischen Leitfähigkeit von Materie unter extremen Bedingungen entwickelt und erstmals in einem Experiment mit durch Schwerionenstrahlen induzierten, dichten Plasmen eingesetzt. Das Messprinzip basiert auf einer kontaktfreien, nichtinvasiven Messmethode.

Die Motivation besteht darin, bisherige Messungen auf der Basis einer Vierpunktmethode entscheidend zu verbessern, da sich im Vergleich eine kontaktfreie Messung deutlich besser von den Störungen des Ionenstrahls entkoppeln lässt. Zudem weist die Messung eine höhere Ortsauflösung auf, da sie nur in sehr dünnen Schichten geringer lateraler Ausdehnung und nicht über das gesamte Volumen des geheizten Materials erfolgt. Dies ermöglicht eine bessere Korrelation mit optischen Temperaturmessungen, die ebenfalls nur an der Oberfläche stattfinden.

Das Frequenzverhalten des zu diesem Zweck entwickelten Sensors wurde an festen, kalten Metallproben mit bekannter Leitfähigkeit getestet. Dabei ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und den Ergebnissen aus numerischen Computersimulationen, mit Abweichungen unter 5%. Des Weiteren wurde eine Anlage aufgebaut, um den Sensor unter dynamischen Bedingungen, unabhängig von Experimenten mit intensiven Schwerionenstrahlen, zu testen. Diese Anlage ermöglicht die Beschleunigung von flüssigem Zinn mittels Druckluft auf Geschwindigkeiten über 20 m/s. Auch wenn die Größen wie Druck, Geschwindigkeit und Temperatur sich von denen in einem Experiment mit relativistischen Schwerionenstrahlen unterscheiden, trug die Messung zu einem besseren Verständnis der Ergebnisse dieser Experimente bei. Denn die gemessene Phasendifferenz von $45,0^\circ \pm 4,5^\circ$ und die gemessene Amplitudendämpfung von $4,40\% \pm 0,07\%$ in dem Experiment mit flüssigem Zinn liegen nahe bei den gemessenen Werten, die in dem Experiment mit einem durch Schwerionen induzierten Plasma gemessen wurden. Hier wurde eine mittlere Phasendifferenz von $58,0^\circ \pm 5,8^\circ$ und eine Amplitudendämpfung von $13,50\% \pm 0,06\%$ gemessen. Um zeitaufgelöste Messungen zu erhalten, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messelektronik aufgebaut, die eine Messung im Be-

reich von wenigen Nanosekunden unter den Bedingungen am HHT-Messplatz ermöglicht. Dies und die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse stellen einen hervorragenden Ausgangspunkt für zukünftige kontaktfreie Messungen der elektrischen Leitfähigkeit mit gleichzeitigen Messungen von Druck und Temperatur dar, insbesondere auch im Rahmen der Experimente des GSI Zukunftprojektes FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), bei denen zusätzlich eine gleichzeitige Bestimmung der Dichte schwerioneninduzierter Plasmen durch Protonenradiographie möglich sein wird.

Abstract

Intense and strongly focused relativistic ion beams as delivered by the accelerator facilities of the GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research are an excellent tool to produce macroscopic volumes of the order of 1 mm^3 at high energy densities (HED) of about 1 kJ/g with very uniform physical conditions in pressure density and temperature. The experimental study of matter under extreme conditions is of considerable interest to various fields of physics like plasma physics, astrophysics and geophysics. This research focusses on the determination of the equation of state (EOS) and the transport properties of high energy density matter. One of its main applications is in inertial fusion energy.

The electrical conductivity is a fundamental property of matter. Although the theoretical understanding improved over the last decade, there is no general theory which can explain the behaviour of this transport coefficient under extreme conditions. Therefore, the experimental study of this parameter is very important to fundamental research. The main goal of this work was the design, development and commissioning of a new high frequency, electromagnetic, non-contact measurement setup for the determination of the electrical conductivity of HED matter as produced by intense heavy ion beams. The main motivation for developing this setup was to provide a significant improvement over the classical four point technique, which is also employed in HED matter experiments. Measurements by this non-contact technique are less affected by the electromagnetic disturbance induced by the heavy ion beam and provide a better spatial resolution, due to the fact that only a surface layer of less than 1 mm^2 and $0,1\text{ mm}$ depth of the dense, hot material is actually investigated. Moreover, the design of the high frequency sensor allows simultaneous measurements of temperature and pressure.

The frequency characteristics of the developed sensor have been determined by means of solid metallic samples with known electrical conductivity. Subsequent comparison showed good agreement with extensive numerical simulations.

Furthermore, an additional experimental setup was established to test the sensor and the attached electronic measuring equipment under dynamical conditions, independently from ion beam experiments. The setup accelerates hot, liquid tin by means of compressed air up to velocities of 20 m/s and, although properties like pressure, density and temperature are fairly different from those in ion beam experiments, measurements with the test setup contributed to a better understanding of the main setup functionality.

In the experiment with liquid tin a phase shift of $45,0^\circ \pm 4,5^\circ$ and an amplitude attenuation of $4,40\% \pm 0,07\%$ have been measured. These values are very close to the values measured in an experiment with a heavy ion induced plasma. There a phase shift of $58,0^\circ \pm 5,8^\circ$ and an amplitude attenuation of $13,50\% \pm 0,06\%$ have been measured.

The results obtained in the experimental part of the work presented here have proven that both the sensor and the electronic measuring equipment fulfil the design requirements and provide an excellent basis for future simultaneous measurements of electrical conductivity, pressure and temperature. Moreover, with the advent of the PRIOR proton microscopy project and the future FAIR facility, precise density measurements will allow a complete characterisation of the HED sample under investigation.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Elektrische Leitfähigkeit	3
2.2	Grundlagen des induktiven Messprinzips	12
2.3	S-Parameter	17
2.4	Theoretische Grundlagen zur Messung der komplexen Impedanz	19
3	Experimenteller Aufbau	23
3.1	Die Beschleunigeranlagen der GSI	23
3.2	Messplatz HHT	27
3.3	Sensordesign	32
3.4	Messelektronik	38
4	Experimente	41
4.1	Experimente ohne Ionenstrahl	41
4.2	Experiment mit beschleunigtem, flüssigem Zinn	49
4.3	Messungen an schwerionengeheizten Targets	52
5	Simulationen	63
5.1	CST Microwave Studio	64
5.2	Wirbelstromverteilung	67
5.3	Diskussion der Ergebnisse	69
6	Schlussfolgerung und Ausblick	71
	Danksagung	79



Abbildungsverzeichnis

2.1	K-Raum	7
2.2	Fermi-Kugel	10
2.3	Radiale Wirbelstromverteilung einer Ringspule	14
2.4	Skineffekt	16
2.5	Zweiter	17
2.6	Bestimmung der Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzsignal	21
3.1	Die Beschleunigeranlagen der GSI	24
3.2	Strahlprofil mit vier Pulsen	25
3.3	Kontinuierliches Strahlprofil	25
3.4	Komprimiertes Strahlprofil	26
3.5	Hochtemperaturmessplatz HHT	27
3.6	Targetkammer	28
3.7	Schema der Diagnostiken am HHT	29
3.8	Pyrometer	30
3.9	Streak-Kamera	31
3.10	Targetmanipulator	32
3.11	Vollbild des Sensors	33
3.12	Sensor-Kopf	34
3.13	3-D Höhenprofil des Sensors	35
3.14	2-D Höhenprofil des Sensorkopfes	36
3.15	Oberflächenaufnahmen mit dem AFM	37
3.16	Linienprofile der Saphirschuttschicht - 1	37
3.17	Linienprofile der Saphirschuttschicht - 2	38
3.18	Schema des Messaufbaus	39
4.1	Amplituden des S_{11} -Parameters aus Messungen mit einer Zinn bzw. Galliumschicht	44
4.2	Einfluss der Kontaktierung auf den S_{11} -Parameter	45
4.3	Quotient der Amplituden des S_{11} -Parameters aus Messungen und Computersimulationen	46
4.4	Differenz der Phasen des S_{11} -Parameters aus Messungen und Computersimulationen	47
4.5	Anlage zur Beschleunigung von flüssigem Zinn	49
4.6	Heizgefäß	50
4.7	Zinnschicht mit Sensorabdruck	51
4.8	Linienprofil des Sensorabdrucks	52
4.9	Sensorhalterung mit Sensor	53
4.10	Verschiedene Ansichten der Sensoranordnung	53
4.11	Streak-Bild eines expandierenden Bleitargets	54
4.12	Messsignal und Signal des Strahltransformators	56

4.13 Auswertung der Phasendifferenz und Amplitudendämpfung	57
4.14 Anpassung des Referenzsignals	60
5.1 3D-CAD Ansicht des Sensors	65
5.2 Die Gitterstruktur des Simulationsmodells	66
5.3 Verteilung der Wirbelstromdichte bei einer Eindringtiefe von $2,5\text{ }\mu\text{m}$	67
5.4 Schnitt durch die Leiterbahn des Sensors und das leitende Medium	67
5.5 1-D Verteilung der Wirbelstromdichte bei einer Eindringtiefe von $2,5\text{ }\mu\text{m}$	68
5.6 Eindringtiefen der Wirbelstromdichte bei verschiedenen Frequenzen	69

1 Einleitung

Das GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI) verfügt über eine auf der Welt einzigartige Beschleunigeranlage, an der Ionen aller Elemente von Wasserstoff bis Uran beschleunigt werden können. Dabei lassen sich die Ionen an verschiedenen Stellen des Beschleunigers extrahieren, und stehen somit über einen weiten Energiebereich von einigen AMeV am Linearbeschleuniger UNILAC und bis zu einigen AGeV nach dem Synchrotron SIS-18 für Experimente zur Verfügung, wobei die experimentellen Schwerpunkte von der Biophysik und der Medizin über die Materialforschung bis hin zur Kern- und Plasmaphysik reichen. Die Strahlen- und Kernphysikgruppe der Technischen Universität Darmstadt (TUD) führt in enger Zusammenarbeit mit der Plasmaphysikgruppe der GSI Experimente sowohl am Z6- als auch am Hochtemperaturmessplatz (HHT-Messplatz) durch. Schon die ersten Experimente zur Wechselwirkung von Schwerionenstrahlen mit Entladungsplasmen (Hoffmann, 1993) beziehungsweise laserinduzierten Plasmen (Roth, 1997) zeigten, dass Ionenstrahlen in Plasmen mehr Energie pro Wechselwirkungspartner verlieren als in kalter Materie.

Am Z6-Messplatz stehen zur Zeit der Plasmaphysikgruppe neben Schwerionenstrahlen aus dem UNILAC auch zwei Lasersysteme zur Verfügung, zum einen das nhelix (Nanosekunden HochenergieLaser für IonenstrahlEXperimente)-Lasersystem und zum anderen das PHELIX (Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion eXperiments)-Lasersystem. Am Z6-Messplatz wird im Wesentlichen der Energieverlust der Ionen in laserinduzierten Plasmen untersucht (Frank *et al.*, 2010). Mit dem PHELIX-Laser wurden auch Experimente zur Laser-Ionen-Beschleunigung durchgeführt (Harres, 2010).

Am Hochtemperaturmessplatz HHT (HHT-Messplatz) hingegen werden im Wesentlichen die Eigenschaften von Materiezuständen untersucht, die durch den Beschuss mit gepulsten hochenergetischen, relativistischen Schwerionenstrahlen entstehen. Mit Teilchenzahlen von über 10^9 Teilchen ist eine quasi isochore Heizung der Materie bis zu einem Volumen von einem Kubikmillimeter auf Temperaturen bis zu 1 eV und Drücken von einigen kbar möglich. Der experimentelle Schwerpunkt am HHT umfasst dabei das Testen zukünftiger Targetgeometrien für Experimente der HEDgeHOB (High Energy Density Matter Generated by Heavy IOn Beams)-Kollaboration (Tahir *et al.*, 2009), sowie Untersuchungen an Materie unter extremen Bedingungen und hoher Energiedichte (HED) (Varentsov, 2002; Varentsov *et al.*, 2007), ihrer Zustandsgleichung (EOS: Equation Of State) und den Transporteigenschaften, wie die elektrische Leitfähigkeit.

Dafür stehen eine Vielzahl an Diagnostiken zur Verfügung, wie ein Pyrometer (Ni, 2006) zur dynamischen Temperaturmessung, schnelle CCD- und Streak-Kameras und interferometrische Systeme (Kulish *et al.*, 2008; Constantin, 2002) zur Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeiten und der Drücke im geheizten Material.

Eine fundamentale Transporteigenschaft der Materie ist die elektrische Leitfähigkeit. Ihr Verhalten unter extremen Bedingungen ist von großem Interesse für die Grundlagenforschung, da es keine allgemeine Theorie gibt, die das Verhalten dieses Transportkoeffizienten unter unterschiedlichen Bedingungen vorhersagen kann. Eine weitere Bedeutung der elektrischen Leitfähigkeit liegt in ihrer Verknüpfung mit der thermischen Leitfähigkeit. Diese wird in ihrer einfachsten Form durch das Wiedemann-Franz Gesetz (Wiedemann u. Franz, 1853) für Metalle

ausgedrückt. Das bedeutet aber, dass Messungen zur elektrischen Leitfähigkeit gleichzeitig zur Bestimmung der thermischen Leitfähigkeit führen können.

Die Entwicklung einer einheitlichen Theorie, die das Verhalten der Leitfähigkeit beschreibt, wird dadurch erschwert, dass sich die elektrischen Eigenschaften der Materie, die von Temperatur, Dichte und chemischer Zusammensetzung abhängen, über Größenordnungen ändern können, wenn auch nur einer dieser Parameter um wenige Prozent variiert.

Messungen der Leitfähigkeit von dichten, schwerioneninduzierten Plasmen, basierend auf Zwei- oder Vierpunktkontaktmethoden, wurden am HHT-Messplatz über die letzten zehn Jahre durchgeführt (Udrea, 2004; Udrea *et al.*, 2006a,b). Solche Messungen erlauben die Bestimmung der mittleren Leitfähigkeit über das gesamte Volumen des geheizten Materials. Allerdings ergeben sich während der Bestrahlung starke Störungen im Messsignal, sodass die in diesem Zeitintervall erreichten Zustände der Messung kaum zugänglich sind. Somit besteht das Interesse an einer Messmethode mit verbesserter Ortsauflösung und reduzierter Störung durch den Ionenstrahl. Dies lässt sich über ein induktives Messprinzip erreichen, das auf der Wechselwirkung zeitlich variabler EM-Felder mit dem Probenkörper basiert. In Messungen an Festkörpern konnte dieses Prinzip schon erfolgreich eingesetzt werden (Kudasov, 1999; Sakakibara *et al.*, 1989). Bei Experimenten am HHT-Messplatz herrschen jedoch vollkommen andere Bedingungen. Eine erste Untersuchung der Einsetzbarkeit einer kontaktfreien Messmethode unter den gegebenen experimentellen Bedingungen fand in (Ling, 2007) statt. Dort konnte bereits gezeigt werden, dass eine solche Messung der elektrischen Leitfähigkeit am HHT-Messplatz durchführbar ist. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daraufhin ein neuartiger induktiver Messsensor entwickelt und zum ersten Mal in einem Experiment mit durch intensive Schwerionenstrahlen geheizter Materie erfolgreich eingesetzt. Dazu wurde die Messtechnik aus (Ling, 2007) entscheidend verbessert. Zudem wurde mit numerischen Computersimulationen das Hochfrequenzverhalten des Sensors bestimmt.

Im Folgenden wird in Kapitel 2 auf die theoretischen Grundlagen der elektrischen Leitfähigkeit und des kontaktfreien Messprinzips eingegangen. Der experimentelle Aufbau, wie die Beschleunigeranlagen der GSI und der HHT-Messplatz wird in Kapitel 3 beschrieben. Die Experimente werden in Kapitel 4 vorgestellt. Auf die Computersimulationen zum Frequenzverhalten des im Experiment eingesetzten Sensors wird in Kapitel 5 eingegangen. Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse diskutiert und ein Ausblick gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

Im Folgenden wird bei der theoretischen Betrachtung auf die für diese Arbeit relevanten Punkte eingegangen. Bei der theoretischen Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit besteht das Problem, dass es keine allgemeine Theorie gibt, sondern lediglich einzelne Modelle mit eingeschränkter Gültigkeit. Darum wird in 2.1 ein Überblick über relevante Modelle gegeben. In 2.2 wird die Theorie des induktiven Messprinzips erläutert. Da die Messmethode auf der Reflexion hochfrequenter Signale basiert, wird anschließend in Abschnitt 2.3 auf die frequenzabhängigen Reflexions- und Transmissionseigenschaften der Komponenten einer elektronischen Schaltung eingegangen, bevor die theoretischen Grundlagen der Impedanzmessung aus reflektierten Signalen in Abschnitt 2.4 vorgestellt werden.

2.1 Elektrische Leitfähigkeit

Die elektrische Leitfähigkeit σ gibt die Fähigkeit eines Stoffes an, den elektrischen Strom zu leiten. Sie ist über das Ohmsche Gesetz 2.1 definiert als die Proportionalitätskonstante zwischen Stromdichte \vec{j} und der elektrischen Feldstärke \vec{E} .

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.1)$$

Bereits in der Einleitung wurde erwähnt, dass es für die Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit unterschiedliche Modelle mit eingeschränkter Gültigkeit gibt. Das einfachste, das die Leitfähigkeit von Metallen wiedergibt, stammt von Paul Drude (Drude, 1900). Kurz nach der Entdeckung des Elektrons durch Thomson (Thomson, 1897) entwickelte Drude ein Modell der elektrischen Leitfähigkeit der Metalle, indem er die Prinzipien der kinetischen Gastheorie auf die Elektronen anwandte. Obwohl die Beschreibung von Elektronen eine quantenmechanische Darstellung verlangt, die ihren fermionischen Charakter berücksichtigt, gelang es Drude mit seiner klassischen Interpretation des Elektronengases, die Proportionalität im Ohmschen Gesetz, wie auch im Wiedemann-Franz Gesetz zu erklären. Aus diesem Grund soll es hier erläutert werden, bevor auf die quantenmechanische Beschreibung der elektrischen Leitfähigkeit eingegangen wird.

Das Drude-Modell

Paul Drude fasst in seiner Arbeit zur „Elektronentheorie der Metalle“ (Drude, 1900) die Elektronen im Metall als freie, geladene Teilchen mit der Masse m_e und der Ladung e auf. Sie können sich im Metall frei bewegen, wobei auf sie eine Reibungskraft wirkt. Die Elektronen werden durch ein äußeres elektrisches Feld \vec{E} beschleunigt. Dies führt zu folgender Bewegungsgleichung (Czycholl, 2007):

$$m_e \dot{\vec{v}} = e\vec{E} - \frac{m_e}{\tau} \vec{v}. \quad (2.2)$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist die beschleunigende Kraft, während der zweite Term die Reibungskraft darstellt. Für die Reibungskraft wird angenommen, dass die positiven Atomrümpfe unbeweglich gegenüber den freien Elektronen sind. Die freien Elektronen werden an diesen Atomrümpfen gestreut. Die Größe τ lässt sich in diesem Zusammenhang als charakteristische Zeit der Differentialgleichung bzw. als Relaxationszeit interpretieren. Dies wird deutlich wenn man die Lösung der Differentialgleichung betrachtet:

$$\vec{v}(t) = \underbrace{\frac{e\vec{E}\tau}{m_e}}_{=\vec{v}_D} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}). \quad (2.3)$$

Gleichung 2.3 besitzt die homogene Lösung:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_D e^{-\frac{t}{\tau}}. \quad (2.4)$$

Ohne äußere Kraft wird die Geschwindigkeit der Elektronen vom Wert \vec{v}_D exponentiell abnehmen und mit der Zeit τ als charakteristische Relaxationszeit in den ursprünglichen Zustand, bevor das äußere Feld \vec{E} angelegt wurde, relaxieren. Um sich zu verdeutlichen, welcher Zusammenhang zwischen der Relaxationszeit und den Stoßprozessen besteht, die die Elektronenbewegung beeinflussen, ist eine genauere statistische Betrachtung dieser Stoßprozesse nötig, wie sie in (Jakoby, 2009) gegeben ist. Sie führt letzten Endes zu dem Ergebnis, dass τ mit τ_c , der mittleren Zeit zwischen zwei Stößen, kurz der Stoßzeit, identifiziert werden kann.¹ Für eine Betrachtung der Stromdichte, wie sie durch konstant bewegte Ladungsträger entsteht, ist hier bloß die stationäre Lösung der Gleichung 2.2 von Interesse, d.h. für ein $t \gg \tau_c$. Für diese Zeiten bewegen sich die Elektronen mit einer gleichmäßigen mittleren Geschwindigkeit. Die partikuläre Lösung von 2.2 ist:

$$\vec{v}_D = \frac{e\tau_c}{m_e} \vec{E}. \quad (2.5)$$

Dies bedeutet auch, dass ein konstanter Strom fließt, der sich durch die Stromdichte

$$\vec{j} = n_e e \vec{v}_D = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e} \vec{E} \quad (2.6)$$

ausdrücken lässt. Vergleicht man 2.6 nun mit dem Ohmschen Gesetz 2.1, so ergibt sich für die Leitfähigkeit σ folgender Ausdruck:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e}. \quad (2.7)$$

¹ Paul Drude erhielt in seiner ursprünglichen Arbeit zur elektrischen Leitfähigkeit nur die Hälfte des eigentlichen Wertes von 2.7, da er eine genaue statistische Betrachtung der mittleren Stoßzeiten der Elektronen außer Acht ließ. Dies führt dazu, dass die Zeit zwischen zwei Stößen gleich $2\tau_c$ ist, wenn über alle Elektronen eines Ensembles gemittelt wird.

Die Leitfähigkeit ist demnach proportional zur Ladungsträgerdichte und unabhängig vom Vorzeichen der Ladungsträger. Ebenfalls ist sie proportional zu τ_c .

Sommerfeld-Theorie der elektrischen Leitfähigkeit

Das Drude Modell konnte sowohl das Ohmsche Gesetz zufriedenstellend erklären, als auch die Lorenzzahl im Wiedemann-Franz-Gesetz bis auf die Größenordnung genau berechnen. Auf der anderen Seite folgte aber aus dem Drude-Modell bei der Berechnung der spezifischen Wärmekapazität ein elektronischer Beitrag, der sich so im Experiment nicht zeigte. Die elektronischen Transportphänomene ließen sich nicht vollständig durch das Drude-Modell beschreiben. Dies erfolgte erst durch Arnold Sommerfeld, der das Drude-Modell auf eine quantenmechanische Basis stellte, indem er den fermionischen Charakter der Elektronen berücksichtigte. Er macht sich vor allem darin bemerkbar, dass sich die Geschwindigkeitsverteilung von Fermionen nicht wie bei einem klassischen Gas mit der Maxwell-Boltzmann Verteilung beschreiben lässt, sondern mit der Fermi-Dirac Verteilung.

Es ist auf den ersten Blick intuitiv nicht klar, welche Auswirkungen eine Berücksichtigung des quantenmechanischen Charakters der Elektronen auf das Ohmsche Gesetz hat. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass bei dessen Berücksichtigung ebenfalls das Ohmsche Gesetz folgt. Ausgangspunkt ist die quantenmechanische Beschreibung des freien Elektronengases.

Freies Elektronengas

Eine exakte Beschreibung eines solchen Gases wurde erst im Rahmen der Quantenmechanik möglich. Deswegen wird in diesem Zusammenhang auch der Begriff Quantengas verwendet. Der Hamilton Operator \hat{H} für ein ideales Gas aus N -Teilchen lässt sich als Summe aus N Einteilchenoperatoren \hat{h} beschreiben:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^N \hat{h}(\vec{X}_i, \vec{P}_i). \quad (2.8)$$

Der Hamilton Operator ist im nicht-relativistischen Fall für ein Teilchen mit der Masse m , dessen Bewegung durch ein endliches Volumen V beschränkt wird, gegeben durch:

$$\hat{h}(\vec{X}_i, \vec{P}_i) = \frac{\vec{P}_i^2}{2m} + U(\vec{X}_i) \quad \text{bzw.} \quad \hat{h} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_{\vec{X}} + U(\vec{X}). \quad (2.9)$$

Die Wahl des Volumens ist vollkommen frei, solange man die Effekte an der Oberfläche des Metalls vernachlässigt. Der Einfachheit halber wählt man ein kubisches Volumen $V = L^3$ mit der Kantenlänge L .

Grundlage dieses Modells freier, unabhängiger Elektronen ist es, die Elektronen als nicht miteinander wechselwirkende Teilchen anzunehmen. Die Atomrümpfe der Metalle spielen eine sehr untergeordnete Rolle, zwischen zwei Stößen haben sie keinen Einfluss auf die Bewegung eines Elektrons. Daher verschwindet das Wechselwirkungspotential $U(\vec{X})$ in Gleichung 2.9.

Damit ein Zustand vollständig beschrieben ist, muss auch der Spin angegeben werden, der durch eine Komponente in eine der drei Raumrichtungen festgelegt wird. In der Regel wird

die Z-Komponente s_z gewählt. Der wesentliche quantenmechanische Effekt für Quantengase ist die Austauschsymmetrie der Teilchen. Die Wellenfunktionen der Teilchen können unter Vertauschung entweder symmetrisch oder antisymmetrisch sein. Für Teilchen mit halbzahligem Spin (Fermionen) sind die Wellenfunktionen antisymmetrisch. Für Teilchen mit ganzzahligem Spin (Bosonen) sind die Wellenfunktionen symmetrisch.

Aus der quantenmechanischen Beschreibung des Elektronengases resultiert, dass die Elektronen ausschließlich diskrete Energiewerte annehmen können. Unter der Annahme freier, unabhängiger Elektronen lässt sich somit die Schrödingergleichung eines freien Teilchens wie folgt aufstellen:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta \Psi(\vec{r}) = \epsilon \Psi(\vec{r}). \quad (2.10)$$

Um die Beschränkung auf ein endliches, kubisches Volumen mit $V = L^3$ zu berücksichtigen, müssen geeignete Randbedingungen zu Gleichung 2.10 gefunden werden. Im Falle eines kubischen Volumens lässt sich dies durch die sogenannten Born-von Karman Randbedingungen (periodischen Randbedingungen) erreichen:

$$\Psi(x + L, y, z) = \Psi(x, y + L, z) = \Psi(x, y, z + L) = \Psi(x, y, z). \quad (2.11)$$

Die Lösung von 2.10 unter 2.11 hat die Form von ebenen, laufenden Wellen:

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}). \quad (2.12)$$

Die Komponenten des Wellenvektors erfüllen die Bedingung, dass

$$k_{x,y,z} = \frac{2\pi}{L} n; \quad n \in \mathbb{N} \quad (2.13)$$

ist. In Abbildung 2.1 sind die erlaubten Komponenten des Wellenvektors aus 2.13 im K-Raum aufgetragen. Setzt man 2.12 in 2.10 ein, so folgt für einen beliebigen Wellenvektor \vec{k} die Energie ϵ_k :

$$\epsilon_k = \frac{\hbar^2}{2m_e} \vec{k}^2 = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2). \quad (2.14)$$

Für den N-Elektronenzustand (bei $T = 0$) gilt, dass alle Energieniveaus bis zu einer obersten Energie belegt sind. Diese oberste Energie wird als Fermienergie ϵ_f bezeichnet. Aus der Geometrie von 2.14 wird klar, dass die Wellenvektoren der Energiezustände im K-Raum eine Kugel darstellen. Die Energie an der Oberfläche entspricht der Fermienergie ϵ_f , die dazugehörigen Vektoren sind \vec{k}_f . Man bezeichnet sie daher auch als Fermikugel.

Um die Anzahl aller erlaubten Werte von \vec{k} auszurechnen, muss man berücksichtigen, dass jedem erlaubten Wert von k nur ein Volumen der Größe $V = \left(\frac{2\pi}{L}\right)^3$ im K-Raum zu Verfügung steht, siehe Abb. 2.1. Die Anzahl der erlaubten Zustände erhält man, indem das Volumen aller Zustände durch das Volumen eines einzelnen Zustandes geteilt wird.

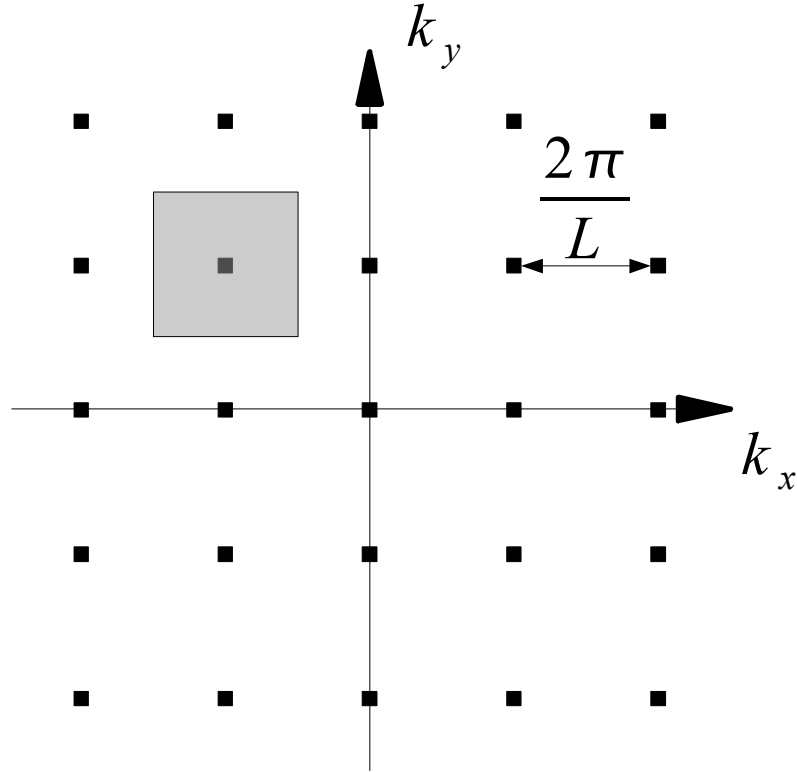


Abbildung 2.1: In dieser Abbildung sind die X- und Y-Achse des K-Raumes aufgetragen (auf die Z-Achse wurde aus Gründen der Anschaulichkeit verzichtet). Die Punkte stellen die erlaubten Zustände dar, der Abstand zwischen zwei Punkten beträgt $2\pi/L$. Die grau unterlegte Fläche steht für das einem Teilchen zur Verfügung stehende Volumen – hier ein Quadrat mit der Kantenlänge $2\pi/L$. Im 3-dimensionalen K-Raum entspricht dieses Volumen einem Hexaeder selber Kantenlänge.

Da man es in der Praxis im Allgemeinen mit Systemen zu tun hat, die im K-Raum 10^{22} Punkte und mehr besitzen, liefert diese Vorgehensweise immer ein annähernd exaktes Ergebnis. Wie schon gesagt, ist das Volumen aller Zustände bei $T = 0$ eine Kugel, mit dem Radius $|\vec{k}_f|$, bestimmt durch die maximale Energie ϵ_f . Der dazugehörige Vektor im K-Raum ist \vec{k}_f . Somit ergibt sich für das Volumen der Kugel:

$$\Gamma = \frac{4\pi|\vec{k}_f|^3}{3}. \quad (2.15)$$

Die Anzahl der erlaubten Werte von \vec{k} ergibt sich mit 2.15 zu

$$\left(\frac{4\pi|\vec{k}_f|^3}{3} \right) \left(\frac{V}{8\pi^3} \right) = \frac{|\vec{k}_f|^3}{6\pi^2} V. \quad (2.16)$$

Damit folgt für die Anzahl der möglichen Ein-Elektronen-Niveaus:

$$N = 2 \frac{V}{6\pi^2} |\vec{k}_f|^3. \quad (2.17)$$

Der Faktor 2 folgt aus der Tatsache, dass für ein Elektron zwei Spin-Zustände für je einen Wert von \vec{k} möglich sind. Mit diesem Ausdruck und der Beziehung für die Elektronendichte $n_e = N/V$ lässt sich k_f schreiben als

$$|\vec{k}_f| = \left(\frac{3\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}} = (3\pi^2 n_e)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.18)$$

Damit ergibt sich die Fermienergie zu:

$$\epsilon_f = \frac{\hbar^2}{2m_e} k_f^2 = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n_e)^{\frac{2}{3}}. \quad (2.19)$$

Die Fermienergie hängt somit von der Elektronendichte ab. Der Grundzustand ist der Zustand bei $T = 0$. Wird nun die Temperatur erhöht, verändert sich die Verteilung der Energieniveaus. Dieser Zusammenhang wird in der Fermi-Dirac Verteilung wiedergegeben:

$$f(\epsilon) = \frac{1}{\exp[(\epsilon - \mu)/k_B T] + 1}. \quad (2.20)$$

Diese Verteilung gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein bestimmtes Energieniveau ϵ besetzt ist. Die Größe μ wird als chemisches Potential bezeichnet. Sie ist bei $T = 0$ gleich der Fermienergie ϵ_f . Für $T \rightarrow 0$ wird $f(\epsilon)$ zu einer Stufenfunktion, die für $\epsilon = \mu$ von 1 auf 0 springt. Um nun einen Ausdruck für die Leitfähigkeit herleiten zu können, ist es nötig, das Elektrogas unter Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes zu betrachten. Der Zusammenhang zwischen dem Impuls eines Elektrons und seinem Wellenvektor k ist gegeben durch:

$$m_e \vec{v} = \hbar \vec{k} \quad (2.21)$$

gegeben. Damit lässt sich die Stromdichte \vec{j} – Gleichung 2.6 – als Funktion der mittleren Geschwindigkeit $\langle \vec{v} \rangle = \langle \hbar \vec{k} / m \rangle$ schreiben (Gross, 2009):

$$\vec{j} = en_e \frac{\hbar}{m_e} \langle \vec{k} \rangle. \quad (2.22)$$

Im thermischen Gleichgewicht gilt $\langle \vec{k} \rangle = \langle \vec{k}_0 \rangle = 0$ und es fließt kein elektrischer Strom. Nur in einer Nichtgleichgewichtssituation, wenn die Impulsverteilung der Elektronen von der Gleichgewichtsverteilung abweichen, ergibt sich die Stromdichte zu:

$$\vec{j} = \frac{en_e \hbar}{m_e} [\langle \vec{k} \rangle - \langle \vec{k}_0 \rangle] = \frac{en_e \hbar}{m_e} \delta \vec{k}. \quad (2.23)$$

Zur Änderung der Impulsverteilung tragen zum einen äußere Kräfte und zum anderen Streuprozesse der Elektronen bei, das lässt sich durch folgende Gleichung beschreiben:

$$\frac{d\langle \vec{k} \rangle}{dt} = \left. \frac{\partial \langle \vec{k} \rangle}{\partial t} \right|_{Kraft} + \left. \frac{\partial \langle \vec{k} \rangle}{\partial t} \right|_{Streu}. \quad (2.24)$$

Da hier ein stationärer Prozess betrachtet wird gilt $\frac{d\langle \vec{k} \rangle}{dt} = 0$. Der Streuterm lässt sich über einen Relaxationsansatz (Gross, 2009) auch schreiben als:

$$\left. \frac{\partial \langle \vec{k} \rangle}{\partial t} \right|_{Streu} = -\frac{\langle \vec{k} \rangle - \langle \vec{k}_0 \rangle}{\tau_f} = -\frac{\delta \vec{k}}{\tau_f}. \quad (2.25)$$

Mithilfe der semiklassischen Bewegungsgleichung

$$F = m_e \frac{\partial \langle \vec{v} \rangle}{\partial t} = \frac{\partial \langle \vec{k} \rangle}{\partial t} \hbar \quad (2.26)$$

lässt sich der Kraftterm wie folgt umformen:

$$\left. \frac{\partial \langle \vec{k} \rangle}{\partial t} \right|_{Kraft} = \frac{F}{\hbar}. \quad (2.27)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen 2.25 und 2.27 in 2.24 folgt:

$$\delta \vec{k} = \frac{\vec{F}}{\hbar} \tau_f = \frac{\vec{E} e}{\hbar} \tau_f. \quad (2.28)$$

Dies lässt sich nun in Gleichung 2.23 einsetzen:

$$\vec{j} = \frac{n_e e^2 \tau_f}{m_e} \vec{E}. \quad (2.29)$$

Analog zu 2.6 ergibt sich für die elektrische Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_f}{m_e}. \quad (2.30)$$

Diese Gleichung entspricht der Form nach der klassischen Drudeformel, doch ist ihre Interpretation eine vollkommen andere. Während beim klassischen Drude-Modell die Zeit τ_c die Zeit zwischen zwei Streueignissen beschreibt, so ist im quantenmechanischen Fall τ_f die Zeit für die Relaxation der Fermikugel zurück zum thermodynamischen Gleichgewicht (Ensslin, 2009). Weiterhin zeigt eine genauere Betrachtung in (Hunklinger, 2009), dass τ_f von der Fermienergie ϵ_f abhängig ist, da bei den Streuprozessen nur Elektronen nahe an der Fermikante relevant sind, während im Drude-Modell alle Elektronen im Festkörper beteiligt sind. Dies ist im We-

sentlichen dadurch begründet, dass für Elektronen das Pauliprinzip gelten muss und Elektronen nur in freie Niveaus gestreut werden können. Da aber die maximale Energieübertragung bei einem Stoß durch $k_b T \ll \epsilon_f$ gegeben ist, sind Elektronen auf Niveaus weit unterhalb des Fermi-Niveaus nicht an den Streuprozessen beteiligt, Abb. 2.2. Weiterhin wird m_e durch die effektive Masse m_e^* ersetzt. Diese ergibt sich aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem periodischen Potential der Atomrümpfe. Daher wird aus 2.30:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \tau_f(\epsilon_f)}{m_e^*}. \quad (2.31)$$

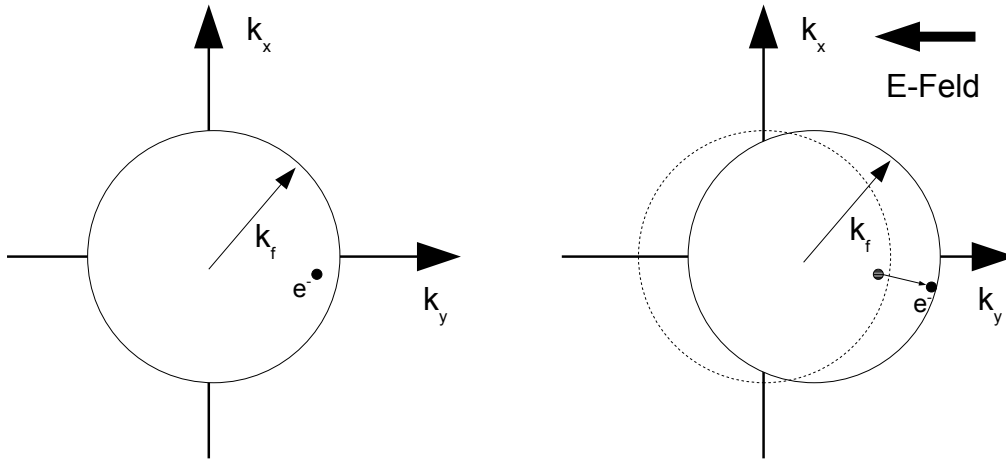


Abbildung 2.2: Die Elektronen können im k -Raum nur diskrete Zustände besetzen, Abb. 2.1, daher entspricht ihre Verteilung im k -Raum einer Kugel mit dem Radius k_f (Fermiradius). Ohne eine äußere Kraft ist der mittlere Impuls aller Elektronen gleich Null. Liegt nun ein äußeres elektrisches Feld an, werden Elektronen nahe der Fermienergie in andere Zustände gestreut, was zu einer Verschiebung der Fermikugel führt. Die Streuung für ein einzelnes Elektron muss nicht notwendigerweise parallel zum elektrischen Feld sein. Die Verschiebung der Fermikugel parallel zum elektrischen Feld ergibt sich aus der zeitlichen Mittlung über alle Stoßprozesse.

Wechselstromleitfähigkeit

Nach (Ashcroft, 2007) ist das dynamische Verhalten von N nicht miteinander wechselwirkender Elektronen unter Einfluss eines zeitlich variierenden elektromagnetischen Feldes bestimmbar durch die klassische Näherung von N Ein-Elektronen-Problemen. Für den Fall der Drude-Theorie und ihrer Folgerungen heißt das im Besonderen, dass sich der Gebrauch der Fermi-Dirac-Statistik nur auf die Ergebnisse auswirkt, bei denen die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen mit einfließt. Das betrifft vor allem die Wärmeleitfähigkeit oder die mittlere freie Weglänge. Für den Fall der elektrischen Leitfähigkeit können wir aber weiterhin den klassischen Ansatz von Drude wählen, nur dass in diesem Fall die Kraft eine periodische Zeitabhängigkeit $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-i\omega t)$ besitzt. Die Elektronen werden periodisch beschleunigt. Der Vergleich mit dem Fall des Gleichstroms – Gleichung 2.2 – führt dabei zu folgendem Zusammenhang:

$$m_e \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau_c} \right) \vec{v} = e \vec{E}_0 \exp(-i\omega t). \quad (2.32)$$

Aus diesem Ausdruck lässt sich analog zu Abschnitt 2.1 die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen finden, indem auch hier nur die stationäre Lösung der Differentialgleichung 2.32 betrachtet wird:

$$\vec{v}(t) = \frac{e\tau_c}{m_e(1 - i\omega\tau_c)} \vec{E}(t). \quad (2.33)$$

Dies führt zu folgender Form des Ohmschen Gesetzes:

$$\vec{j}(t) = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e(1 - i\omega\tau_c)} \vec{E}(t). \quad (2.34)$$

Daraus ergibt sich nun für die Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit, dass

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{1}{1 - i\omega\tau_c} = \sigma_0 \frac{1 + i\omega\tau_c}{1 + (\omega\tau_c)^2}, \quad \sigma_0 = \frac{n_e e^2 \tau_c}{m_e} \quad (2.35)$$

ist. Es soll hier aber darauf hingewiesen werden, dass das Produkt $\omega\tau_c$ für die in den Messungen relevanten Frequenzen von bis zu 1 GHz wesentlich kleiner als 1 ist und deswegen vernachlässigt werden kann. Es folgt, dass auch die kontaktfreie Messung den Wert der Gleichstromleitfähigkeit liefert.

Der hergeleitete Ausdruck der Gleichstromleitfähigkeit gilt streng genommen lediglich für Festkörper. Für flüssige Metalle und heiße, vollionisierte Plasmen ergeben sich andere Ausdrücke, die im Folgenden erläutert werden.

Ziman-Modell

Das Ziman-Modell des spezifischen elektrischen Widerstandes (Ziman, 1961; Hensel u. Waren, 1999), also des Kehrwertes der Leitfähigkeit, wurde ursprünglich für flüssige Alkalimetalle entworfen. Es führt zu einem theoretischen Ausdruck, der für die Berechnung dieser Größe auch bei anderen flüssigen Metallen erfolgreich angewandt wurde (Shimoji, 1977):

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{3\pi m_e^2 n_e}{4\hbar^2 e^2 k_f^6} \int_0^{2k_f} |\nu(Q)|^2 S(Q) Q^3 dQ \quad (2.36)$$

m_e =Elektronenmasse; n_e =Elektronendichte; $\nu(Q)$ =Formfaktor; $S(Q)$ =Strukturfaktor;
 k_F =Radius der Fermikugel

Spitzerleitfähigkeit

Im Bereich der vollionisierten Plasmen gilt für die elektrische Leitfähigkeit folgende Beziehung, die auch als Spitzerleitfähigkeit bekannt ist:

$$\sigma = K_s \frac{\epsilon_0^2 (kT_e)^{\frac{3}{2}}}{e^2 m_e^{\frac{1}{2}} Z \ln \Lambda} \quad (2.37)$$

K_s = Konstante; m_e = Elektronenmasse; T_e = Elektronentemperatur; Z = Ionenladungszahl;
 $\ln \Lambda$ = Coulomblogarithmus

Das Wesentliche bei der Spitzerleitfähigkeit ist, dass sie zum einen proportional zu $T_e^{\frac{3}{2}}$, zum anderen unabhängig von der Plasmadichte ist, was eine direkte Messung der Temperatur vollionisierter Plasmen ermöglicht.

2.2 Grundlagen des induktiven Messprinzips

Die in dieser Arbeit verwendete kontaktfreie Messmethode basiert auf den von Kudasov vorgestellten Messungen der Reflexion von EM-Signalen an einer Spule (Kudasov, 1999). Das sich ändernde Magnetfeld einer Spule erzeugt in einem leitenden Medium Wirbelströme, deren Magnetfeld wiederum einen Strom in der Spule erzeugt, der der Ursache entgegenwirkt – Lenzsche Regel. Den allgemeinen Rahmen zur Beschreibung der EM-Felder und ihrer Wechselwirkung mit Materie bilden die Maxwellgleichungen:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.38)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} \quad (2.39)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.40)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \quad (2.41)$$

dabei gilt, dass $D = \epsilon_0 E$ und $H \mu_0 = B$ ist .

Mithilfe des Stokschen Satzes erhält man aus der Gleichung 2.38 das Induktionsgesetz nach Faraday:

$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = -\frac{d}{dt} \int_A \vec{B} \cdot d\vec{A}. \quad (2.42)$$

Auf der rechten Seite steht die zeitliche Ableitung des magnetischen Flusses Φ durch die Fläche A , während die linke Seite die Induktionsspannung längs des Umfangs um die Fläche A beschreibt. Der Gleichung 2.42 kann man entnehmen, dass ein sich ändernder magnetischer Fluss durch ein leitendes Medium über das Ohmsche Gesetz 2.1 einen Strom zur Folge hat, der das Magnetfeld ringförmig umschließt. Einen solchen Strom nennt man auch Wirbelstrom. Um nun die Verteilung induzierter Wirbelströme berechnen zu können, muss zuerst das erregende Feld B innerhalb und außerhalb des leitenden Mediums bekannt sein. Die Vernachlässigung des Verschiebungsstromes $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$ in 2.39 führt zur quasistatischen Näherung der Maxwellgleichungen.

Quasistatische Näherung

Nach (Nolting, 2007) entspricht die Näherung $\ddot{\vec{D}} \approx 0$ ebenfalls $\dot{\rho} \approx 0$, das heißt, dass die Änderung der Ladungsverteilung sehr langsam bzw. zu vernachlässigen ist. Dies ist dann gegeben, wenn die Änderung der Ladungsverteilung kürzer als die Zeit ist, die die elektromagnetischen Störungen benötigen, um eine Strecke entsprechend der Größenordnung der betrachteten Struktur zu durchlaufen – im Vakuum breitet sich die Störung mit der Lichtgeschwindigkeit c aus, im Medium dagegen langsamer. Wenn nun also die Struktur – verglichen mit der Wellenlänge des Signals – klein ist, rechtfertigt dies die quasistatische Näherung. Unter dieser Näherung werden das elektrische und das magnetische Feld entkoppelt und können unabhängig voneinander berechnet werden.

Gesetz von Biot-Savart

Im nächsten Schritt wird 2.41 verwendet, um \vec{B} durch die Rotation eines Vektorfeldes auszudrücken:

$$\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{B}. \quad (2.43)$$

Durch die Gleichung 2.43 ist das Vektorpotential allerdings nur bis auf den Gradienten einer skalaren Ortsfunktion bestimmt. Diese Eichfreiheit kann verwendet werden, um die Vektorgleichungen zu vereinfachen. Zunächst wird Gleichung 2.43 in Gleichung 2.39 eingesetzt und die quasistatische Näherung berücksichtigt:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \Delta \vec{A} = \mu_0 \vec{j}. \quad (2.44)$$

Wegen der Eichinvarianz lässt sich eine skalare Ortsfunktion so wählen, dass die Divergenz von \vec{A} verschwindet. Diese Art der Eichung nennt man auch Coulombeichung. Somit wird aus Gleichung 2.44

$$\Delta \vec{A} = \mu_0 \vec{j}, \quad (2.45)$$

die somit eine vektorielle Poissongleichung mit folgender Lösung ist:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'. \quad (2.46)$$

Die Rotation von Gleichung 2.46 führt zu dem Gesetz von Biot-Savart. Dabei ist zu beachten, dass die Rotation nur auf die ungestrichenen Koordinaten wirkt:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}') \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV'. \quad (2.47)$$

Mithilfe des Vektorpotentials und des Induktionsgesetzes lässt sich eine Wirbelstromverteilung in einem leitenden Medium berechnen. Die Lösung von Gleichung 2.46 ist in den meisten Fällen nur mithilfe von Computersimulationen zu berechnen. Für einfache Geometrien lässt sich allerdings meistens eine analytische Lösung finden. So wird z.B. in (Sakakibara *et al.*, 1989) für eine einfache Leiterschleife über einem leitenden Medium das Vektorpotential bestimmt und ebenfalls die Wirbelstromverteilung in einem leitenden Medium berechnet, die von einer Ringspule induziert wurde. Der Radius der Spule beträgt 1,5 mm und der Abstand zum leitenden Medium beträgt 0,35 mm. Die Wirbelstromverteilung wird dort an der der Spule abgewandten Seite einer 0,15 mm dicken Probe angegeben. Der qualitative Verlauf der Wirbelstromdichte ist in Abb. 2.3 wiedergegeben. Es ist zu erkennen, dass die Ausdehnung der Wirbelstromverteilung einer radialen Spule ca. dem zweifachen des Spulenradius' entspricht.

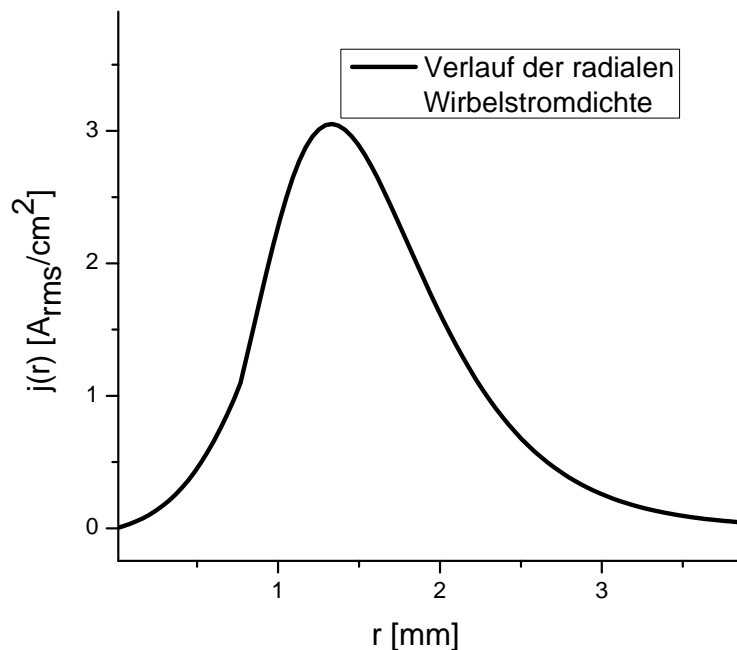


Abbildung 2.3: Der qualitative Verlauf der Wirbelstromverteilung in einem leitenden Medium. Der Verlauf der Kurve ist der Quelle (Sakakibara *et al.*, 1989) entnommen. Dort ist die entsprechende Verteilung für einige Leitfähigkeiten angegeben. Da sich die Kurven allerdings im Wesentlichen nur in ihrem Maximalwert unterscheiden und im Verlauf sehr ähneln, ist hier exemplarisch nur eine Kurve dargestellt. Das Maximum der Wirbelstromverteilung befindet sich bei 1,5 mm, dies entspricht dem Radius der Erregerspule. Nach außen fällt die Verteilung schnell ab und bei $r = 3$ mm beträgt sie noch ca. 10% des Maximalwertes.

Nach Gleichung 2.42 induziert ein zeitveränderliches Magnetfeld in leitfähiger Materie Ströme. Mit zunehmender Tiefe nimmt das Magnetfeld im leitenden Medium ab, sodass die Stromdichte mit größer werdendem Abstand zur Oberfläche hin geringer wird. Dies führt dazu, dass in einem leitenden Material induzierte hochfrequente Ströme nur an der Oberfläche fließen, daher der Name „Skineffekt“. Der Zusammenhang soll im Folgenden kurz erklärt werden².

Ein zeitharmonisches \vec{H} -Feld breitet sich im Vakuum über einer unendlich ausgedehnten Fläche aus. Ebenso sei die Dicke hinreichend groß, sodass die Randeffekte vernachlässigt werden können, siehe Abbildung 2.4. Unter Verwendung der Rotation auf Gleichung 2.39 in quasistatischer Näherung und mit dem Ohmschen Gesetz 2.1 folgt:

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{H} = \sigma \vec{\nabla} \times \vec{E}. \quad (2.48)$$

Dies lässt sich dann schreiben als:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \Delta \vec{H} = \sigma \vec{\nabla} \times \vec{E}. \quad (2.49)$$

Unter Berücksichtigung der Gleichungen 2.38 und 2.41 folgt:

$$\Delta \vec{H} - k^2 \vec{H} = 0 \quad (2.50)$$

Mit $k = \sqrt{i\omega\sigma\mu} = (1+i)\sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu\sigma} = (1+i)/\delta_S$.

Unter der Annahme, dass das \vec{H} -Feld nur eine Z-Komponente besitzt und sich homogen im linken Halbraum ausgebreitet, verschwinden die partiellen Ableitungen $\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} = 0$. Somit lässt sich für Gleichung 2.50 folgende Lösung finden:

$$H_z = Ae^{-kx} + Be^{kx} \quad (2.51)$$

Die Konstante B verschwindet, da das Feld mit zunehmender Tiefe aufgrund der Verluste verschwinden muss. Somit lässt sich abschließend für H_z folgende Form im leitenden Medium angeben:

$$H_z = Ae^{-\frac{i}{\delta_S}x} e^{-\frac{1}{\delta_S}x}. \quad (2.52)$$

Im Abstand δ_S von der Oberfläche ist das H-Feld im leitenden Medium auf den e-ten Teil abgefallen. Man bezeichnet δ_S auch als Eindringtiefe. Sie lässt sich wie folgt schreiben:

$$\delta_S = \sqrt{\frac{1}{\sigma_0 \pi f \mu_r \mu_0}}. \quad (2.53)$$

σ = elektrische Leitfähigkeit; μ_r = relative magnetische Permeabilität des Leiters;
 μ_0 = magnetische Permeabilität des Vakuums; f = Frequenz der EM-Schwingung

² Eine ausführlichere Darstellung liefert (Rucker, 2001).

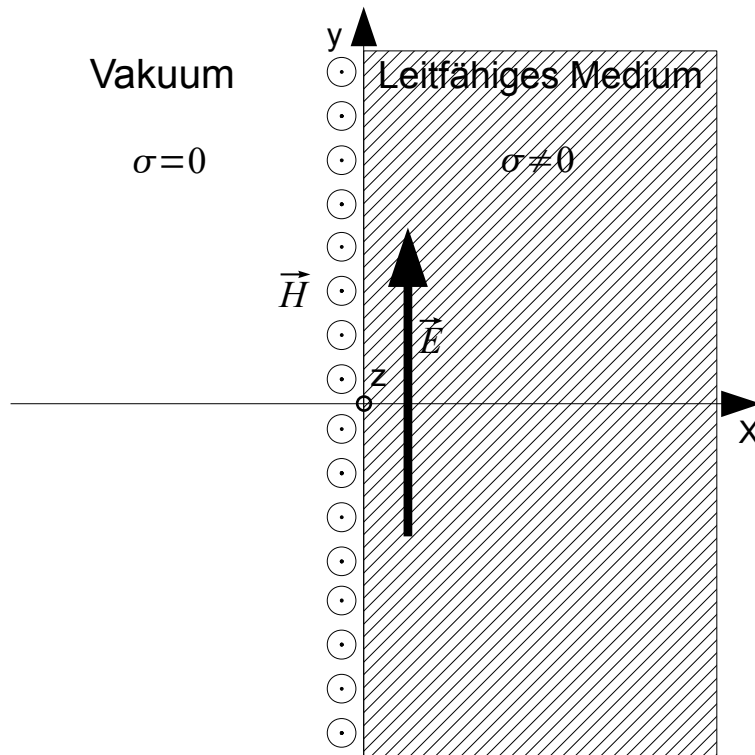


Abbildung 2.4: Ein zeitlich variables Magnetfeld breitet sich über einer unendlich ausgedehnten, leitenden Fläche aus. Die Magnetfeldlinien sind senkrecht zur Oberfläche und der Feldvektor zeigt aus der Bildebene heraus. Daraus folgt ein zeitlich veränderliches \vec{E} -Feld parallel zur Oberfläche in positiver y-Richtung. Dies führt aufgrund der Ladungsträger im Medium zu einem Strom, der proportional zur Amplitude des \vec{E} -Feldes ist.

Wie man in Gleichung 2.53 sieht, ist der Skinneffekt neben der elektrischen Leitfähigkeit σ_0 von einer weiteren Materialgröße, der magnetischen Permeabilität, abhängig. Um die elektrische Leitfähigkeit über induzierte Wirbelströme bestimmen zu können, muss gesichert sein, dass $\mu_r = 1$ ist. Das ist für viele Leiter bei niedrigen Temperaturen, aber auch für magnetische Materialien bei Temperaturen, die höher sind als die Curietemperatur T_C , der Fall. Die mit Ionenstrahlen direkt geheizten Targets erreichen Temperaturen, die sich über der Schmelztemperatur befinden, welche ihrerseits größer ist als T_C . Unter diesen Bedingungen ist die kontaktfreie Messung der elektrischen Leitfähigkeit für die Untersuchung der direkt geheizten Targets geeignet, unabhängig von ihren magnetischen Eigenschaften im Anfangszustand.

2.3 S-Parameter

Um die frequenzabhängigen Reflexions- und Transmissionseigenschaften der Komponenten einer Schaltung beschreiben zu können, werden in der Hochfrequenztechnik S-Parameter – scattering-parameter – verwendet (Heuermann, 2005). Diese kann man am besten anhand eines Zweitors – engl.: two-port – erklären, das ganze Baugruppen oder Netzwerke zu einem Objekt mit einem Eingang und einem Ausgang zusammenfasst. Weiterhin geht man davon aus, dass die Schaltungskomponenten linear und zeitunabhängig sind. Das bedeutet, dass für zwei unabhängige Eingangssignale $x_1(t)$ und $x_2(t)$ mit den entsprechenden Ausgangssignalen $y_1(t)$ und $y_2(t)$ folgende Zusammenhänge gelten:

$$1. \quad x_1(t) + x_2(t) \rightarrow y_1(t) + y_2(t)$$

$$2. \quad A \cdot x_1(t) \rightarrow A \cdot y_1(t).$$

Ausgang und Eingang des Zweitors können jeweils von einer Welle angesteuert werden. Die Wellen werden durch ihre normierten komplexen Amplituden dargestellt. Amplituden eingehender Wellen werden mit a_i , die ausgehender Wellen mit b_i bezeichnet, wobei der Index i die jeweilige Größe an Tor 1 oder Tor 2 kennzeichnet. Sie sind wie folgt definiert:

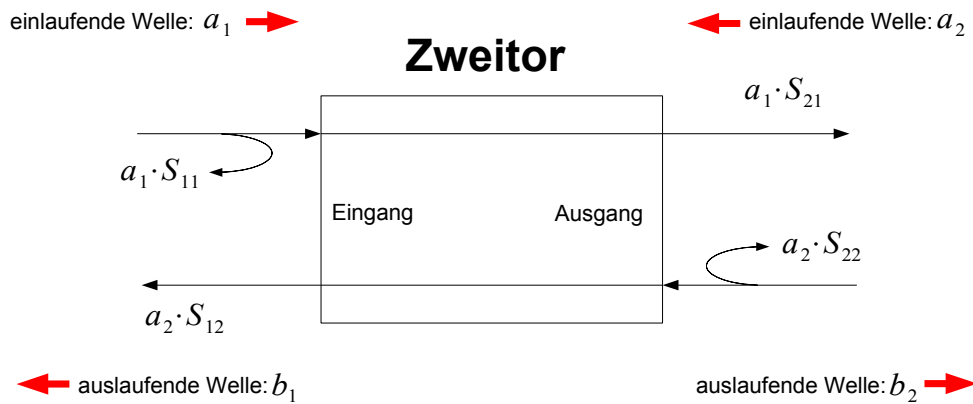


Abbildung 2.5: In dieser Abbildung ist ein Zweitor dargestellt. Die Größen a_i stellen die normierten komplexen Amplituden der hin- und zurücklaufenden Wellen dar.

$$a_i = \frac{U_i Z_{Li} + I_i}{2\sqrt{\operatorname{Re}[Z_{Li}]}} \quad (2.54)$$

$$b_i = \frac{U_i Z_{Li} - I_i}{2\sqrt{\operatorname{Re}[Z_{Li}]}} \quad (2.55)$$

Im Allgemeinen werden in der Praxis die Amplituden a_i und b_i mit den Wellenimpedanzen der Zuleitungen normiert. Somit steht in den Gleichungen 2.54 und 2.55 Z_{Li} für die Wellenimpedanz des Kabels, mit der die a_i und b_i normiert werden. All diese Zusammenhänge sind in Abb. 2.5 dargestellt.

Im Folgenden soll das Tor auf der linken Seite als Eingang mit einer Impedanz Z_E bezeichnet werden und das Tor auf der rechten Seite als der Ausgang mit einer Impedanz Z_A . Werden der Eingang und der Ausgang des Zweitores in Abb. 2.5 von einer Welle angesteuert, so lässt sich am Eingang eine rückläufige Welle beobachten, die aus zwei Teilen besteht: Zum einen aus dem Anteil, der direkt am Eingang reflektiert wird – vorausgesetzt $Z_E \neq Z_L$ –, zum anderen aus der Rückwirkung des Ausgangs, mit dem Signal a_2 , auf den Eingang. Für die rückläufige Welle am Eingang gilt dann folgender Zusammenhang:

$$b_1 = a_1 \cdot S_{11} + a_2 \cdot S_{12}. \quad (2.56)$$

Für die rückläufige Welle am Ausgang kann man äquivalent zum Eingang folgende Beziehung herleiten:

$$b_2 = a_1 \cdot S_{21} + a_2 \cdot S_{22}. \quad (2.57)$$

Die Größen S_{ij} sind die sogenannten S-Parameter, sie sind im Allgemeinen komplexe und frequenzabhängige Größen. Unter der Annahme, dass der Ausgang nicht von einer Welle angesteuert wird, d.h. $a_2 = 0$, lässt sich aus der Gleichung 2.56 der S_{11} -Parameter berechnen:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1}. \quad (2.58)$$

$|S_{11}|^2$ ist damit der Quotient aus ausgehender und eingehender Leistung. Somit ist S_{11} nichts anderes als der komplexe Reflexionsfaktor des Eingangs. Ebenso lässt sich S_{21} mit der Gleichung 2.57 berechnen:

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1}. \quad (2.59)$$

S_{21} wird als komplexer Transmissionsfaktor, bzw. nur als Transmissionsfaktor, des Eingangs bezeichnet. Analog lassen sich die beiden anderen S-Parameter berechnen. Aus der Gleichung 2.57 folgt mit $a_1 = 0$ für S_{22} :

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2}. \quad (2.60)$$

S_{22} ist der Reflexionsfaktor am Ausgang. S_{12} ergibt sich aus der Gleichung 2.56:

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2}. \quad (2.61)$$

S_{12} ist der Transmissionsfaktor des Ausgangs.

Da die Größen $|a_i|^2$ proportional zur Leistung der Welle sind, liegen die Größen $|S_{ij}|^2$ für passive Strukturen immer zwischen 0 und 1. So bedeutet ein $|S_{11}|^2 = 1$, dass die gesamte Leistung am Eingang reflektiert wird. Ist $|S_{11}|^2 = 0$, so wird keine Leistung reflektiert.

Da es sich bei dem S_{11} -Parameter um den komplexen Reflexionsfaktor des Eingangs handelt, lässt er sich auch wie folgt schreiben:

$$S_{11} = \frac{Z_E - Z_L}{Z_E + Z_L}. \quad (2.62)$$

Für unterschiedliche Z_L folgen für dasselbe Zweitor unterschiedliche S-Parameter. In der Regel nimmt man $Z_L = 50 \, \Omega$ an.

2.4 Theoretische Grundlagen zur Messung der komplexen Impedanz

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, wird durch ein zeitlich veränderliches magnetisches Feld in einem elektrisch leitenden Medium eine Wirbelstromverteilung induziert. Die Wirbelstromverteilung ist dabei im Wesentlichen vom Skineffekt bestimmt, der wiederum von der elektrischen Leitfähigkeit des Mediums abhängig ist. Die Wirbelstromverteilung selbst ist von einem magnetischen Feld umgeben, das dem erregenden Feld entgegen gerichtet ist. Die zur Bildung der Wirbelstromverteilung benötigte Energie wird ebenfalls dem erregenden Feld entzogen. Beide Effekte führen also dazu, dass sich die komplexe Impedanz des Erregersystems verändert, indem die Ohmschen Verluste vergrößert werden und seine Induktivität verkleinert wird. Diese Änderungen sind unter anderem abhängig von der elektrischen Leitfähigkeit des Mediums, in dem die Wirbelströme induziert werden.

Messungen der komplexen Impedanz des erregenden Systems unter Einfluss einer induzierten Wirbelstromverteilung lassen demnach Rückschlüsse auf die elektrische Leitfähigkeit zu. Zur Messung der komplexen Impedanz kann man die Reflexionen hochfrequenter Signale nutzen, denn der komplexe Reflexionsfaktor ist nach Abschnitt 2.3 direkt mit der komplexen Impedanz des Systems, an dem das Signal reflektiert wird, verknüpft. Dieses Messprinzip wurde unter anderem in einer Arbeit von (Kudasov, 1999) demonstriert und soll, basierend auf den Überlegungen in (Ling, 2007), in dieser Arbeit verwendet werden. Dabei wird ein am Messsensor reflektiertes Messsignal mit einem ungestörten Referenzsignal verglichen und daraus die Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung bestimmt. Die Messelektronik, die in Abschnitt 3.4 beschrieben wird, lässt sich so einstellen, dass nur die relative Änderung von Phase und Amplitude aufgrund der in der leitenden Schicht induzierten Wirbelstromverteilung gemessen wird. Die leitende Schicht bildet sich aufgrund der Expansion des geheizten Targets auf der Oberfläche des Sensors aus, siehe Abschnitt 4.3.2.

Um die Zusammenhänge der Amplituden und Phasen der hin- und rückläufigen Wellen und der komplexen S-Parameter analytisch anschaulicher beschreiben zu können, werden sie zu komplexen Amplituden zusammengefasst. Eine zeitlich variable komplexe Größe $a(t)$ lässt sich schreiben als:

$$a(t) = \hat{a}e^{-i(\omega t + \phi)} = \hat{a}e^{-i\phi}e^{-i\omega t}. \quad (2.63)$$

Die Größe $\hat{a}e^{-i\phi}$ wird dabei als komplexe Amplitude bezeichnet. Der komplexe S-Parameter lässt sich ebenfalls über eine komplexe Amplitude beschreiben: $\hat{r}e^{-i\beta}$. Die Größe \hat{r} hat dabei einen Wert zwischen null und eins. Wird eine Welle reflektiert (bzw. transmittiert), lässt sich die neue komplexe Amplitude der Welle wie folgt berechnen:

$$\hat{a}_1e^{-i\phi_1}\hat{r}e^{-i\beta} = \hat{a}_1\hat{r}e^{-i(\phi_1+\beta)} = \hat{a}_2e^{-i\phi_2}. \quad (2.64)$$

\hat{a}_2 ist nun die neue Amplitude der Welle und gemäß der Definition von \hat{r} kleiner als \hat{a}_1 . ϕ_2 ist die neue Phase. Nun sei $A_1 = 1e^{-i0}$ die komplexe Amplitude des eingehenden Messsignals, das an der Spule reflektiert werden soll. Die Größe \hat{a}_1 ist auf eins und die Phase ϕ_1 auf null normiert. Die Messspule hat im ungestörten Fall einen S-Parameter von $S_1 = \hat{r}_1e^{-i\beta_1}$. Für den gestörten Fall, dass sich eine leitende Schicht auf der Spulenoberfläche ausgebildet hat, ändert sich der S-Parameter zu $S_2 = \hat{r}_2e^{-i\beta_2}$. Das Messsignal erhält im Vergleich zu dem Referenzsignal aufgrund der verschiedenen Kabelstrecken eine Dämpfung und Phasenverschiebung. Dies lässt sich durch $K = \hat{k}_1e^{-i\gamma}$ beschreiben und beinhaltet alle Einflüsse der verschiedenen Kabel auf Hin- und Rückweg, ihrer Länge und ihre Steckverbindungen. Das an der ungestörten Messspule reflektierte Signal ergibt sich gemäß:

$$A_2 = A_1S_1K = 1e^{-i0}\hat{r}_1e^{-i\beta_1}\hat{k}_1e^{-i\gamma} = \hat{r}_1\hat{k}_1e^{-i(\beta_1+\gamma)}. \quad (2.65)$$

Der Einfluss des ungestörten Reflexionsparameters S_{11} und des Kabels K lässt sich, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, soweit kompensieren, dass

$$A'_2 = A_2F = A_1S_1KF = A_1 \quad (2.66)$$

ist. Die Größe F hat dabei folgende Form:

$$F = \frac{1}{\hat{r}_1\hat{k}_1}e^{i(\beta_1+\gamma)}. \quad (2.67)$$

Ändert sich nun der komplexe S-Parameter der Spule zu $S_2 = \hat{r}_2e^{-i\beta_2}$, ergibt sich für das neue reflektierte Signal A_2^* :

$$A_2^* = A_1S_2KF = \frac{\hat{r}_2}{\hat{r}_1}e^{-i(\beta_2-\beta_1)}. \quad (2.68)$$

Das neue reflektierte Signal A_2^* ist proportional zu dem Quotienten der Amplituden der komplexen S-Parameter der gestörten und der ungestörten Spule. Die neue Phase ergibt sich aus der Differenz der beiden Phasen der komplexen S-Parameter.

Um das Messsignal in einem Experiment auszuwerten, muss der zeitliche Verlauf der Amplituden der Signale und die Phasendifferenz des Messsignals bezüglich des Referenzsignals bestimmt werden. Dazu wird über eine bestimmte Anzahl an Perioden sowohl an das Messsignal als auch an das Referenzsignal eine Sinusfunktion angepasst. Aus den Fitparametern lässt sich dann die Amplitude bestimmen. Für die Phasendifferenz wird die Zeitdifferenz Δt für zwei aufeinander folgende Extrema bestimmt – Abb. 2.6 – und über den Zusammenhang von

$$\frac{\Delta\varphi}{360^\circ} = \frac{\Delta t}{T} \quad (2.69)$$

lässt sich dann mit der Periodendauer T der Phasenunterschied $\Delta\varphi$ bestimmen. Dies setzt voraus, dass die Werte für die Frequenzen des Mess- und Referenzsignals übereinstimmen, und dass die Sinusfunktion hinreichend gut an die Signale angepasst werden kann, um den Fehler zu minimieren.

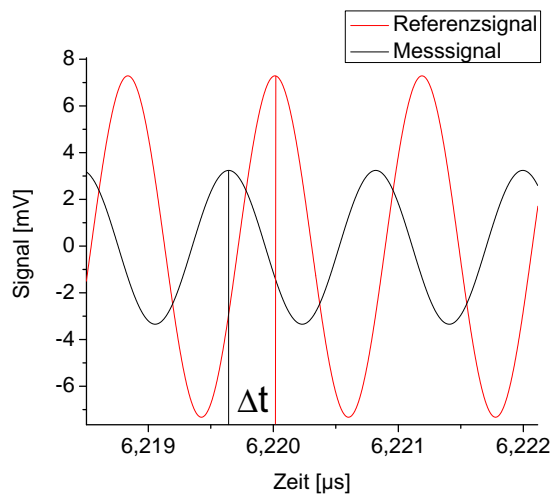


Abbildung 2.6: Das Messsignal (schwarze Kurve) besitzt eine kleinere Amplitude als das Referenzsignal (rote Kurve). Zwischen beiden besteht ein Phasenunterschied, der sich in einer zeitlichen Differenz Δt zwei aufeinander folgender Extrema äußert. Über Gleichung 2.69 lässt sich damit die Phasendifferenz zwischen beiden Signalen bestimmen.

Mit der Gleichung 2.69 lassen sich konstante Phasenverschiebungen zwischen zwei periodischen Funktionen bestimmen. Im Falle einer zeitlichen Abhängigkeit von $\Delta\varphi$, lässt sich diese Gleichung nicht mehr anwenden, da eine zeitlich variable Phasenverschiebung zu einer Frequenzverschiebung führt:

$$\cos\left(\omega_0 t + \frac{d\varphi}{dt} t\right) = \cos\left[\left(\omega_0 + \frac{d\varphi}{dt}\right) t\right] = \cos(\omega t) \quad (2.70)$$

wobei $\omega \equiv \omega_0 + \frac{d\varphi}{dt}$ ist.



3 Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel wird als erstes auf die experimentellen Bedingungen eingegangen, unter denen der entwickelte Sensor und der entwickelte elektronische Messaufbau eingesetzt werden. In Abschnitt 3.1 werden die Beschleunigeranlagen der GSI vorgestellt. Im nächsten Abschnitt 3.2 folgt ein Überblick über den Hochtemperatur-Messplatz (HHT-Messplatz) der Plasmaphysikgruppe, an dem die Experimente stattfanden, und über die dort eingesetzten Diagnostiken. Danach wird in Abschnitt 3.3 auf das Design der verwendeten Messsensoren und deren strukturelle Untersuchungen eingegangen. Am Ende dieses Kapitels wird in Abschnitt 3.4 die Messelektronik beschrieben.

3.1 Die Beschleunigeranlagen der GSI

Einen Überblick über die Beschleunigeranlagen der GSI zeigt Abb. 3.1. Diese Anlagen verfügen über drei separate Ionenquellen, die simultan verwendet werden können. Somit ist ein paralleler Betrieb mit bis zu drei unterschiedlichen Elementen möglich. Die Quellen injizieren die Ionen direkt in den Linearbeschleuniger UNILAC (**U**niversal **L**inear **A**ccelerator), in dem die erste Beschleunigung erfolgt.

Der UNILAC besteht im Wesentlichen aus zwei Abschnitten und hat eine Gesamtlänge von 120 m. Im ersten Abschnitt werden zunächst Ionen aus den Quellen (Pening-, MEVVA- oder MUCIS-Quelle) im Hochstrominjektor (HSI) auf 1,4 AMeV beschleunigt (Ratzinger, 2001). Dies erfolgt erst durch eine IH-RFQ Struktur (Interdigital-**H**-mode Radio Frequency Quadrupole) bei einer Frequenz von 36 MHz, gefolgt von zwei IH-DTL Strukturen (Interdigital-**H**-mode Drift Tube-Linac). Mittels eines Gas-Strippers können dann die Ladungszustände der Ionen erhöht werden. Nach diesem ersten Abschnitt besteht erneut die Möglichkeit, Ionen aus einem Hochladungsinjektor (HLI) zu injizieren. Im nächsten Abschnitt werden die Ionen durch vier Alvarez-Strukturen auf eine Energie von 11,4 AMeV beschleunigt. Diese Strukturen arbeiten bei einer Frequenz von 108 MHz, also dem dreifachen der HSI-Frequenz. Um die Energie je nach Anforderung der einzelnen Experimente anzupassen, kann die Energie der Ionen dann in Einzelresonatoren auf bis zu 17,5 AMeV erhöht werden. Von diesem Punkt aus kann der Ionenstrahl entweder direkt auf verschiedene Niederenergie-Experimentierplätze in der Experimenthalle (EH) verteilt werden, wie z.B. den Z6-Messplatz der Plasmaphysikgruppe, oder aber zur weiteren Beschleunigung in das Schwerionensynchrotron SIS-18 injiziert werden. Das SIS-18 liefert Ionen, die im experimentellen Speicherring (ESR) zwischengespeichert oder auf die Hochenergie-Experimentierplätze verteilt werden, zu denen auch der Hochtemperaturmessplatz HHT gehört. Die möglichen maximalen Teilchenenergien liegen je nach Ionensorte bei bis zu 2 AGeV, für Protonen sind sogar Energien bis zu 4,5 AGeV möglich.

Das Schwerionensynchrotron SIS-18 ist ein Kreisbeschleuniger mit einem Umfang von 217 m. Der Ring ist in zwölf Segmente unterteilt und beinhaltet zwei Hochfrequenzkavitäten zur Beschleunigung der Ionen. Die Beschleunigerspannung ist zwischen 2 kV und 16 kV frei wählbar. Während der Beschleunigung umlaufen die Ionen mehrfach das Synchrotron, sodass Mehrfachinjektionen – stacking – zur Erhöhung der Teilchenintensität möglich sind, dabei muss aber die

transversale Emittanz verringert werden. Hierfür verfügt das SIS-18 über einen Elektronenkühler. In der Regel wird für die Frequenz der Beschleunigerspannung die vierte harmonische der Umlauffrequenz der Ionen gewählt. Dies führt dazu, dass sich im SIS-18 vier Teilchenpakete ausbilden. Da sich bei der Beschleunigung die Energie der Teilchen erhöht, muss sowohl die Stärke der Umlenkmagnete – mit einer maximalen Steifigkeit von bis zu 18 Tm –, als auch die Frequenz – 800 kHz bis 5,6 MHz – synchron mit der Energie erhöht werden. Um Stöße der Ionen mit dem Restgas weitestgehend zu verhindern, muss das Strahlrohr evakuiert werden. Der Druck im SIS-18 liegt bei 10^{-11} mbar. Für die meisten Experimente am HHT werden $^{238}\text{U}^{73+}$ Ionen verwendet, die im SIS-18 auf eine Energie von 350 AMeV beschleunigt werden. Ionen mit höherer Energie können aufgrund der am HHT installierten Fokussiermagnete nicht mehr ausreichend fokussiert werden und werden deshalb nicht eingesetzt. Dabei werden zurzeit Teilchenzahlen mit bis zu $4 \cdot 10^9$ Teilchen pro Schuss erreicht.

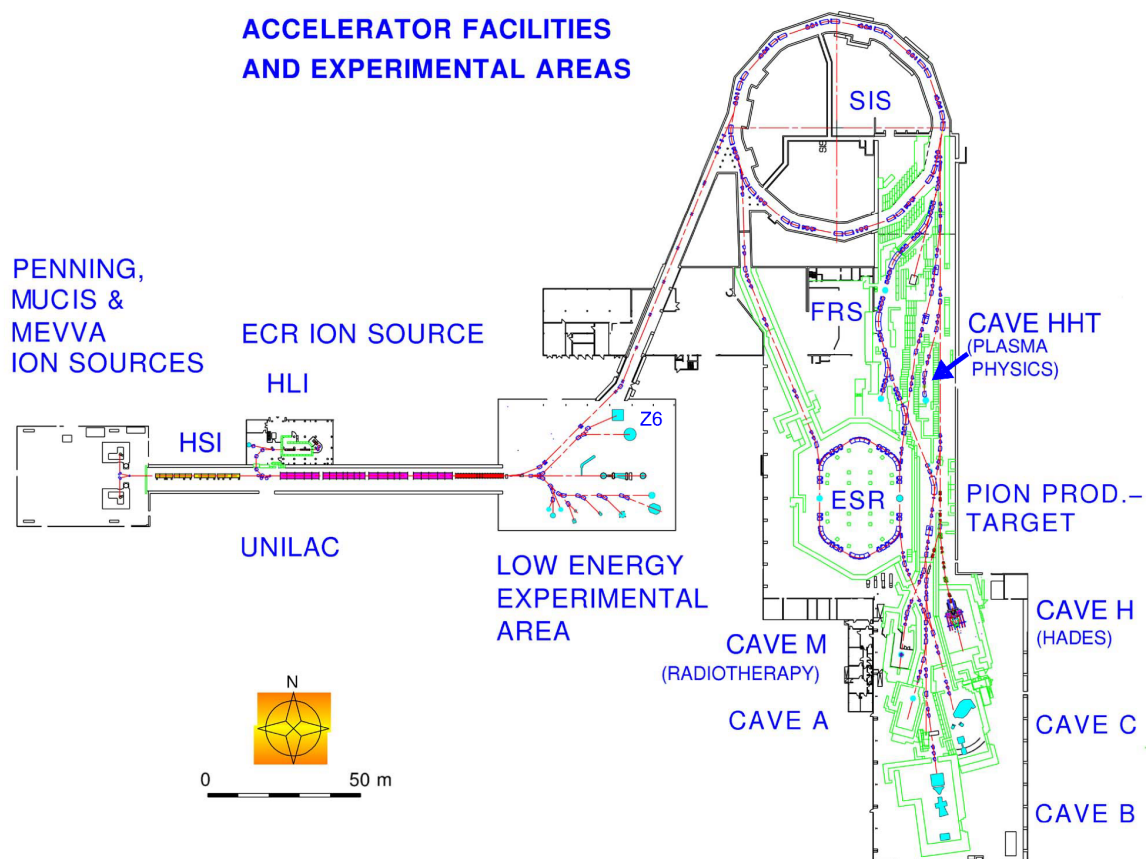


Abbildung 3.1: Übersicht der Beschleunigeranlagen der GSI. Auf der linken Seite sind die beiden Injektorquellen des Hochstrominjektors (HSI) zu erkennen, die die Ionen in den UNILAC injizieren. Danach folgt als dritte Injektorquelle der Hochladungsinjektor (HLI). Rechts neben dem UNILAC befindet sich die Experimentierhalle (EH) für niederenergetische Experimente. Über eine weitere Strahlführung lässt sich der Ionenstrahl in das Synchrotron SIS-18 injizieren, darunter liegen die Hochenergieexperimentierplätze, wie z.B. der HHT-Meßplatz.

Modulation des zeitlichen Strahlprofils

Für die Modulation des Strahlprofils im SIS-18 bestehen mehrere Möglichkeiten. Auf drei, die in der Regel am HHT eingesetzt werden, soll nun kurz eingegangen werden. Sie sind in den

Abbildungen 3.2 - 3.4 zu sehen. Diese Profile wurden mit einem schnellen Strahlstromtransformator – FCT: Fast Current Transformer – aufgenommen, der sich direkt vor der Targetkammer befindet, Abb. 3.7. Es handelt sich um drei unterschiedliche Extraktionen mit unterschiedlichen Intensitäten gleicher Größenordnung, die exemplarisch für die jeweilige Modulationsart stehen. Die Signale sind in relativen Einheiten angegeben und die Fläche unter jedem Signal ist proportional zur Teilchenanzahl.

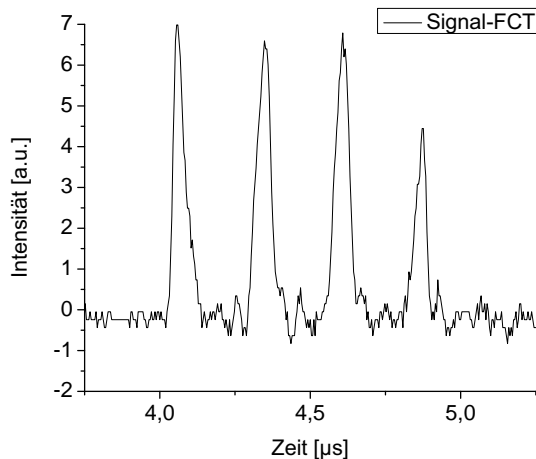


Abbildung 3.2: Ein Strahlprofil mit vier Pulsen, ergibt sich, wenn der Strahl direkt nach der Beschleunigungsphase extrahiert wird. Die Halbwertsbreite eines einzelnen Pulses beträgt $\approx 0,09 \mu\text{s}$, die Gesamtdauer aller vier Pulse ist $\approx 1 \mu\text{s}$.

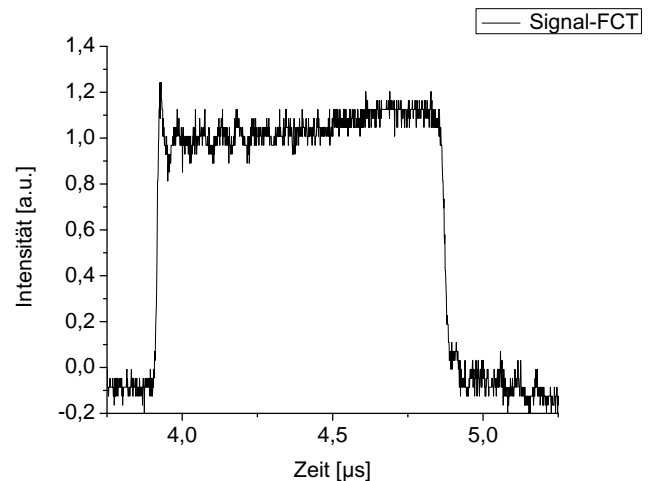


Abbildung 3.3: Ein kontinuierliches Strahlprofil ergibt sich, wenn der Strahl nach der Beschleunigungsphase im SIS-18 gespeichert wird und die vier Pulse aus Abb. 3.2 ineinander laufen. Die Pulslänge von $\approx 1 \mu\text{s}$ entspricht der Extraktionszeit bzw. der Umlaufzeit.

Wird der Strahl direkt nach der Beschleunigungsphase innerhalb einer Umlaufperiode der Ionen extrahiert – die Extraktionszeit beträgt $\approx 1 \mu\text{s}$ bei einer Energie von 350 AMeV –, so erhält man ein Ionenstrahlprofil mit vier Pulsen, Abb. 3.2. Die Peaks haben einen zeitlichen Abstand von $\approx 200 \text{ ns}$ und eine Halbwertsbreite von $\approx 90 \text{ ns}$. Speichert man den Strahl nach der Beschleunigung noch im SIS-18, so beginnen die vier Teilchenpakete aufgrund der longitudinalen Impulsschärfe ineinander zu fließen und man erhält ein kontinuierliches Strahlprofil, Abb. 3.3.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Strahl zu komprimieren. Dies wird dadurch erreicht, indem man einen Strahl mit kontinuierlichem Profil weiter im SIS-18 beschleunigt und die Kavitäten anstatt mit der vierten Harmonischen mit der Grundfrequenz der Umlauffrequenz betreibt. Dadurch wird der Strahl zu einem Paket komprimiert. Eine weitere Komprimierung des Strahles lässt sich durch eine zusätzliche Kavität erreichen, indem die Beschleunigungsspannung dieser Kavität kurzzeitig hochgefahren wird, sodass die Ionen, die zuletzt extrahiert werden, eine stärkere Beschleunigung erfahren, und so die restlichen Ionen auf dem Weg zum Experimentierplatz einholen können.

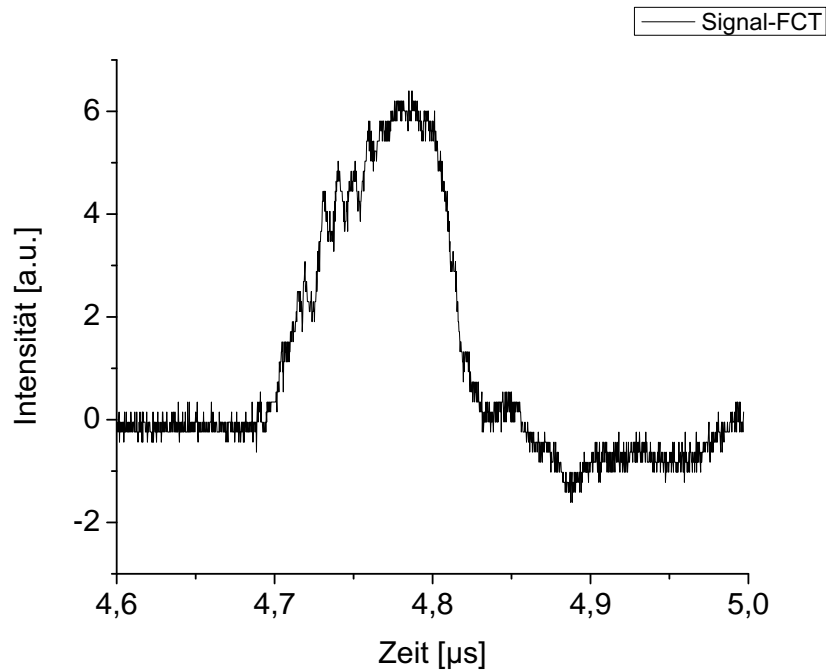


Abbildung 3.4: Komprimiertes Strahlprofil, das mittels „bunch rotation“ erzeugt wurde.

Mit geeigneten Parametern – Anstiegszeit und Maximalwert der Beschleunigungsspannung – kann somit die longitudinale Ortsunschärfe minimiert werden, wohingegen die Energieunschärfe zunimmt. Da sich bei diesem Verfahren die Phasenraumellipse des Strahles dreht, nennt man diese Vorgehensweise auch „bunch rotation“ (Hülsmann, 2009). Damit lassen sich Halbwertsbreiten des Strahlprofils von ≈ 90 ns erreichen, Abb. 3.4. Für das in dieser Arbeit in Abschnitt 4.3 vorgestellte Experiment wurde ein solcher Strahl verwendet, um zum einen Störungen des Ionenstrahls im Messsignal zu verringern, und zum anderen eine möglichst isochore Heizung des Targets zu gewährleisten. Eine zu große Pulsdauer kann dazu führen, dass das Material schon deutlich expandiert, bevor der Heizprozess beendet ist.

3.2 Messplatz HHT

Nach der Extraktion aus dem SIS–18 gelangt der Ionenstrahl über eine weitere Beamline an den HHT-Messplatz, Abb. 3.5. Aufgrund der beim Experiment entstehenden ionisierenden Strahlung ist er von dicken Betonwänden umgeben, und kann deswegen während des Strahlbetriebs nicht betreten werden. Dies erfordert, dass alle Geräte und Messinstrumente ferngesteuert werden können. Dafür stehen eine Reihe von Kabel- und Glasfaserverbindungen zu Verfügung, die vom Messplatz zu einem Kontrollraum führen. Die Kabellänge beträgt dabei ≈ 80 m. Die Laufzeitunterschiede und die Dämpfung müssen bei der Ansteuerung der Elektronik und bei der Auswertung der Messsignale berücksichtigt werden. Der Zugang zum Messplatz ist während des Experimentes durch ein Schleusensystem möglich, das mit dem Interlocksystem des Beschleunigers verbunden ist. In Abbildung 3.5 ist eine Frontalansicht des Messplatzes zu sehen. Im Vordergrund sind die Targetkammer und die Diagnostiken zu erkennen, während die Strahlführung hinter der Targetkammer verläuft.

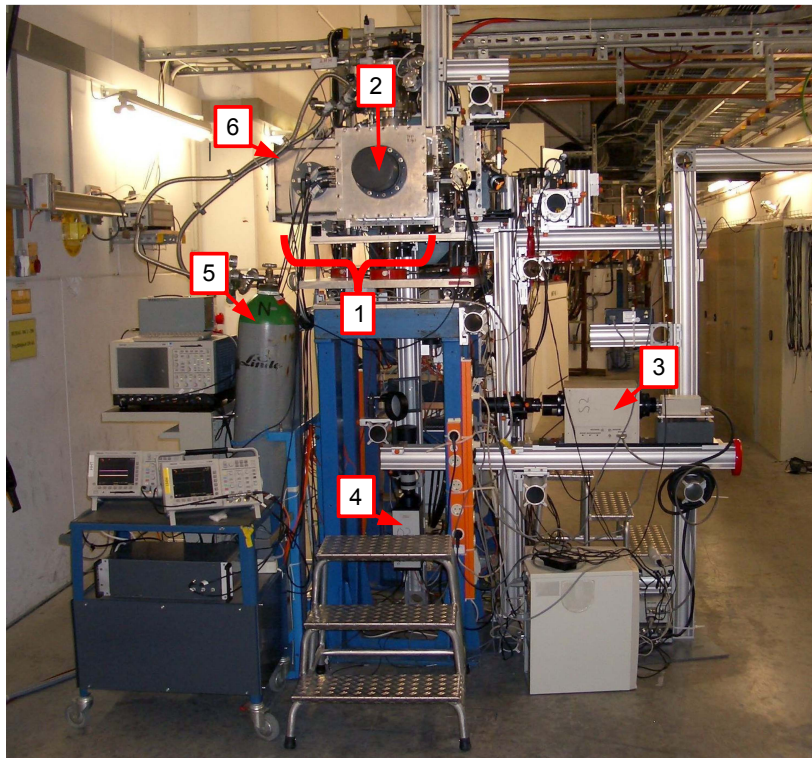


Abbildung 3.5: HHT Messplatz: 1 - Targetkammer; 2 - Beamdump; 3 - Streak-Kamera; 4 - DiCam-Pro Kamera; 5 - Helium- und Argon-Gasflaschen; 6 - Lichtsammelsystem des Pyrometers (in der Targetkammer)

Targetkammer

Am Ende der Beamline zum HHT-Messplatz ist die Targetkammer montiert, sie ist von dem Strahlrohr durch ein $150\text{ }\mu\text{m}$ dickes Aluminiumfenster getrennt. Somit kann die Targetkammer während des Experiments mit Gas gefüllt werden, ohne das Vakuum von 10^{-8} mbar in der Strahlführung zu beeinflussen. Die Targetkammer kann ebenfalls, bis auf einen Enddruck von $\approx 10^{-5}$ mbar, evakuiert werden. Gegenüber des Aluminiumfensters der Kammer ist ein Beam-dump aus Graphit montiert, in dem der Strahl nach der Wechselwirkung mit dem Target gestoppt wird. Dabei entstehen schnelle Neutronen, die in einem weiteren Eisenblock mit einer Masse von 200 kg abgebremst werden.

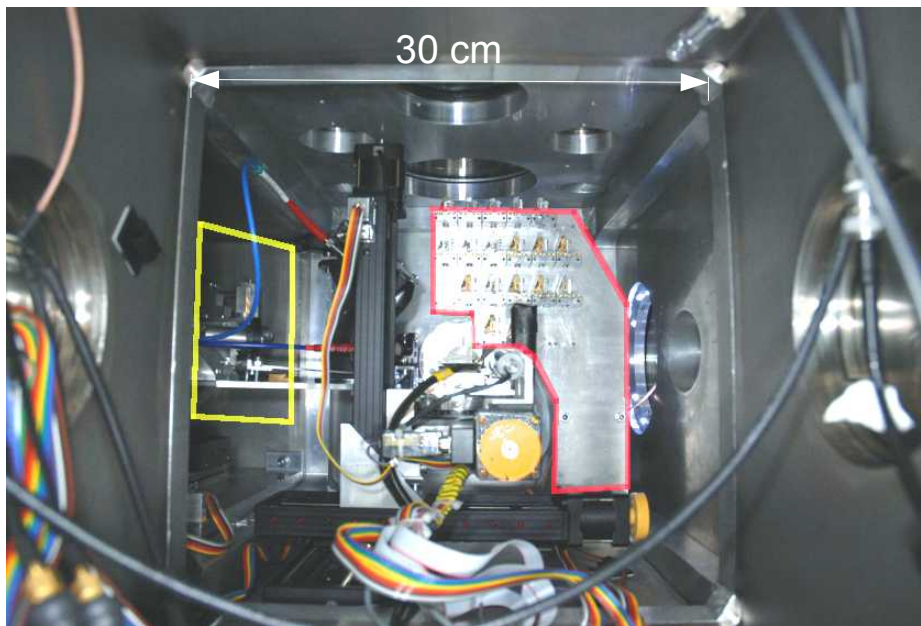


Abbildung 3.6: Dargestellt ist hier die Targetkammer. Sie besitzt einen quadratischen Querschnitt mit einer Kantenlänge von 30 cm. Der vordere Bereich wird komplett von dem Targetmanipulator (Abb. 3.10) mit seinem Vorratsregal – rot markiert – ausgefüllt. Am linken Rand befindet sich die Lichtsammeloptik des Pyrometers, gelbe Markierung.

In der Targetkammer – Abb. 3.6 – findet die Interaktion des Ionenstrahls mit dem Target statt. Oben, unten und rechts an der Targetkammer befinden sich Vakuumfenster, durch die mit verschiedenen optischen Instrumenten am Target gemessen werden kann. Zudem gibt es eine Reihe von elektrischen und faseroptischen Durchführungen, um Instrumente wie den Targetmanipulator – Abb. 3.10 – oder die Lichtsammeloptik des Pyrometers – Abb. 3.7 – anzusteuern. Auf die in einem Experiment eingesetzten Diagnostiken soll im Folgenden kurz eingegangen werden.

Diagnostiken

Eine schematische Übersicht zur Anordnung der Diagnostiken für ein übliches Experiment am Messplatz HHT ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Die Diagnostiken sind, wie in Abbildung 3.5 zu erkennen ist, um die Targetkammer herum auf vier Seiten montiert, wohingegen sich auf der Strahlachse selbst keine Diagnostik befindet. Im Weiteren soll nun auf die zentralen Diagnostiken eingegangen werden.

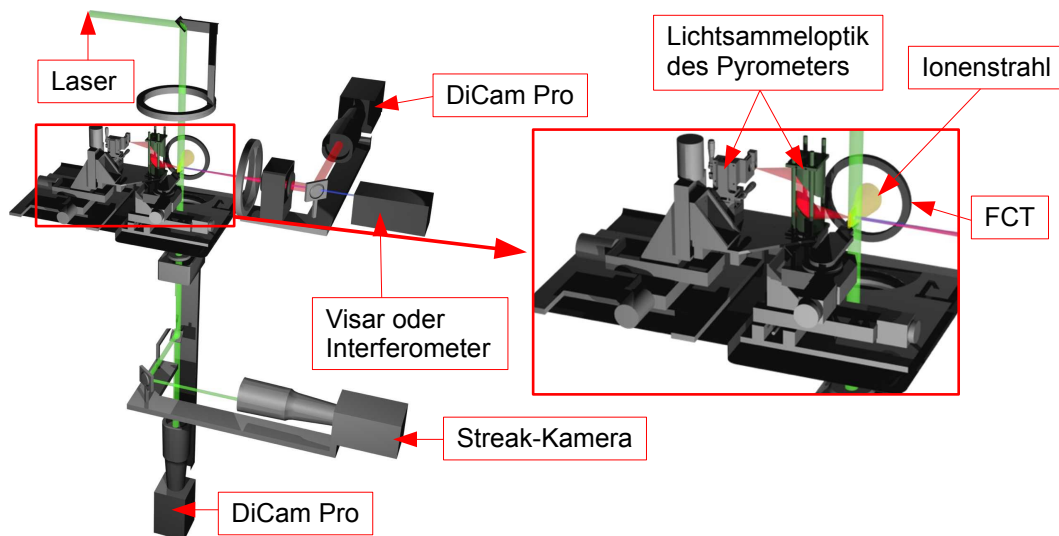


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung eines typischen experimentellen Aufbaus für Messungen an durch Schwerionen geheizten Targets. Zentral befindet sich der Interaktionspunkt von Ionenstrahl und Target. Die optischen Instrumente sind auf diesen Punkt hin ausgerichtet. Links ist die Lichtsammeloptik des Pyrometers zu erkennen. Von oben kommt ein grüner Laserstrahl, der benutzt wird, um ein Schattenbild zu erzeugen, das dann über ein System von Strahlteilern und Umlenkspiegeln zur Streak-Kamera geführt wird. Rechts hinten und rechts unten befinden sich die DiCam Pro Kameras, die im Wesentlichen zur Strahldiagnose und Positionierung der Targets verwendet werden. Ebenfalls auf der rechten Seite befindet sich ein interferometrisches System zur Untersuchung der Targetdynamik. Vor der Targetkammer befindet sich ein Strahlstromtransformator, der zur Bestimmung der Ionenstrahlintensität genutzt wird.

Bildverstärkte CCD-Kameras

Am Messplatz werden zwei bildverstärkte CCD-Kameras der Firma PCO des Typs DiCam Pro eingesetzt. Zu Beginn eines Experiments wird die Targetkammer mit Gas gefüllt. In diesem Gas lässt sich dann mit den DiCam Pro Kameras die durch einen Ionenstrahl induzierte Fluoreszenz beobachten und aufnehmen. Die beiden Kameras sind jeweils senkrecht zueinander und senkrecht zum Ionenstrahl ausgerichtet, somit lassen sich durch die Aufnahmen mit den DiCam Pro Kameras die Strahlposition innerhalb der Targetkammer, und der Fokus bestimmen. Im weiteren Verlauf des Experimentes lässt sich dann mit den Kameras die Positionierung der Targets im Fokus des Ionenstrahls überprüfen. Ebenso können mit ihnen Bilder während der Heizung des Targets durch den Ionenstrahl und nach dem Beschuss aufgenommen werden.

Pyrometer

Ein weiterer wichtiger Bestandteil der Diagnostik ist das Pyrometer (Ni, 2006). Das Pyrometer selbst ist im Kontrollraum aufgebaut und über eine Glasfaserverbindung mit der Lichtsammeloptik in der Targetkammer – Abb. 3.6 – verbunden. Das Pyrometer ist absolut kalibriert und misst gleichzeitig bei mehreren Wellenlängen die Intensität des einfallenden Lichtes, sowohl im sichtbaren Bereich, als auch im nahen Infrarot. Mithilfe der von dem Pyrometer gewonnenen Daten lässt sich die Temperatur an der Oberfläche des geheizten Materials bestimmen, ohne dass ein direkter Kontakt zum Target besteht. Wie in Abbildung 3.8 zu sehen ist, besteht das Pyrometer aus zwei baugleichen Einheiten. Das durch die Lichtsammeloptik eingefangene Licht wird mittels zwei optischen Faserverbindungen zum Pyrometer geführt. In jeder Einheit sitzen fünf Dioden. Diese erzeugen ein zur Lichtintensität proportionales elektrisches Signal, das dann verstärkt und zu einem computergesteuerten A/D-Wandler geführt wird. Vor jeder einzelnen Diode sitzt ein Interferenzfilter, der bloß für einen schmalbandigen Wellenlängenbereich durchlässig ist und das restliche Licht zum nächsten Filter reflektiert. Somit können bei einer Messung zehn enge Frequenzbereiche des eingefangenen Spektrums aufgenommen werden. Die gespeicherten Signale erlauben dann die Bestimmung der Temperatur (Ni, 2006).

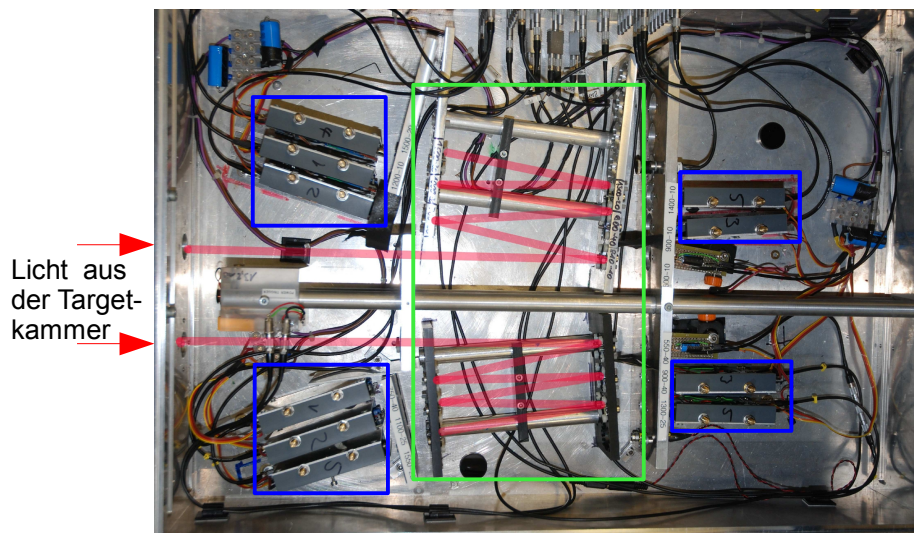


Abbildung 3.8: Das durch die Pyrometeroptik eingefangene Licht gelangt von der linken Seite in das Pyrometer. Die rote durchsichtige Linie stellt den Strahlverlauf dar. Das Licht gelangt dann über Interferenzfilter – grün markierter Bereich –, die nur einen schmalen Wellenlängenbereich durchlassen, zu Photodioden, die dann die Intensität für diesen Wellenlängenbereich messen. Das elektrische Signal der Dioden wird dann verstärkt – blau markierter Bereich – und über Durchführungen, die in der Mitte am oberen Bildrand zu sehen sind, zu einem computergesteuerten A/D-Wandler geführt.

Am HHT-Messplatz wird eine Streak-Kamera des Typs C2830 von Hamamatsu eingesetzt. Damit ist es möglich, auf der einen Achse die räumliche und auf der anderen die zeitliche Auflösung graphisch darzustellen. Zu einem besseren Verständnis der Funktionsweise einer Streak-Kamera ist diese schematisch in Abb. 3.9 dargestellt.

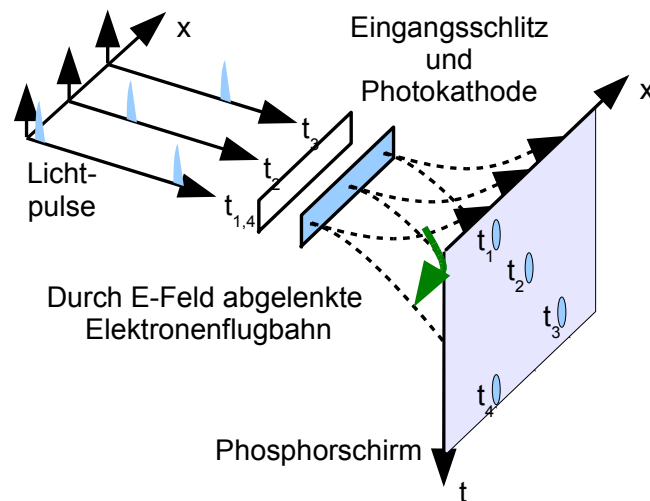


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung (Hug, 2010) der Funktionsweise einer Streak-Kamera. Lichtpulse lösen Elektronen aus einer Photokathode aus, die dann durch ein zeitlich variables E-Feld abgelenkt werden. Diese Elektronen treffen dann auf einen Phosphorschirm, dessen Fluoreszenz von einer CCD-Kamera aufgenommen wird.

Das durch einen schmalen einstellbaren Schlitz einfallende Licht trifft auf eine Photokathode, auf deren Rückseite daraufhin Elektronen austreten. Diese Elektronen durchqueren ein zeitlich zunehmendes elektrisches Feld, durch das sie dann beschleunigt werden. Folglich werden die Elektronen, die später aus der Photokathode ausgetreten sind, stärker abgelenkt. Anschließend treffen sie auf einem Phosphorschirm auf. Die Fluoreszenz des Schirmes wird von einer CCD-Kamera aufgenommen. Die zeitliche Auflösung wird zum einen durch die Zeit bestimmt, in der die Elektronen vom oberen Ende des Phosphorschirmes zum unteren Ende abgelenkt werden, und zum anderen durch die Breite des Schlitzes.

Mit einer Streak-Kamera wird am HHT-Messplatz die Expansion des aufgeheizten Materials erfasst. Dazu wird mithilfe eines Festkörperlaser, der von oben in die Targetkammer läuft, siehe Abb. 3.7, ein Schattenbild des Targets erzeugt. Über Umlenkspiegel und Strahlteiler wird dieses Licht auf den Schlitz der Streak-Kamera gebracht. Der Laser hat eine Dauerausgangsleistung von 2 W.

Zusätzlich zur Streak-Kamera lassen sich Expansionsgeschwindigkeiten auch mithilfe von Interferometern bestimmen. Hierfür kommen unterschiedliche Systeme zum Einsatz, wie z.B. ein VISAR (Velocity Interferometer System for Any Reflector) oder ein Interferometer vom Michelson-Typ (Menzel, 2006; Kulish *et al.*, 2008).

Targetmanipulator

Alle Targets müssen sich vor dem Beginn des Experimentes in der Targetkammer befinden, da diese dann nicht zugänglich ist, ohne den Beamdump zu entfernen. Als Aufbewahrung dient ein Vorratsregal mit 24 Abstellplätzen. Von dort können sie mithilfe eines Targetmanipulators nacheinander in den Strahlfokus gefahren werden. Um einen exakten Ablauf der Positionierung zu gewährleisten, werden sie auf speziellen Targettischen montiert. Der Targetmanipulator besitzt drei Translations- und drei Rotationsachsen. Das gesamte System ist so konstruiert, dass die Sicht der DiCam Pro Kameras auf das Target nicht verdeckt wird und der Ionenstrahl nur auf das Target trifft. Die nicht im Target gestoppten Ionen können ungehindert den Beamdump erreichen.



Abbildung 3.10: Die Abbildung zeigt den 6-Achsen-Targetmanipulator. Der Targetmanipulator besteht aus einem Greifarm, der sich in den drei Raumrichtungen verschieben lässt. Der Greifarm selbst besitzt noch drei weitere Rotationsachsen. Mit dem Greifarm können die einzelnen Targettische aus dem Vorratsregal gefasst werden. Am Greifarm befinden sich noch zwei Videokameras. Sie dienen dazu, die Navigation zu erleichtern.

3.3 Sensordesign

Wie in (Kudasov, 1999; Ling, 2007) dargestellt, lässt sich aus der Reflexion eines Signals an einer Spule, die sich in der Nähe eines leitenden Materials befindet, die Leitfähigkeit des Materials bestimmen. Das in dieser Arbeit verwendete Messprinzip baut auf den dort durchgeführten Untersuchungen auf.

Während in (Ling, 2007) ein solenoides Spulendesign im Mittelpunkt stand, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein planares Spulendesign untersucht, da es sich gezeigt hat, dass die runden Induktionsspulen während der Expansion des Materials starken Verformungen ausgesetzt waren. Ebenso erwies es sich als schwierig, die dort verwendeten drahtförmigen Targets homogen zu

heizen. Eine nicht homogene Heizung führte dann zu einer ungleichmäßigen Expansion des Targetmaterials. Im Vergleich zu (Ling, 2007) wurde auch die Messelektronik verbessert. Am HHT-Messplatz wird eine quasi homogene Heizung von Festkörpertargets auf Temperaturen von bis zu 1 eV für Volumina von ca. 1 mm^3 erreicht. Das geheizte Material erreicht dann Expansionsgeschwindigkeiten von etwa 1 km/s. Deswegen muss die Messung in einem sehr kurzen Zeitbereich erfolgen. Aufgrund des geringen Volumens, das geheizt wird, ist es zu erwarten, dass sich bloß sehr dünne Schichten von einigen Mikrometern Dicke und einem Durchmesser von wenigen Millimetern auf der Sensoroberfläche ausbilden. Dies beschränkt die Fläche des Sensors auf dieselbe Größenordnung, denn seine Fläche sollte kleiner sein als die zu erwartende Ausdehnung der Schicht. Damit bleibt gewährleistet, dass die durch ihn induzierten Wirbelströme eine kleinere Ausdehnung als der zu erwartende Metallniederschlag auf der Sensoroberfläche besitzen, wobei die Ausdehnung der Wirbelströme auch von der Messfrequenz abhängig ist. Der Sensor muss zudem auch vor einem direkten Kontakt mit dem geheizten Targetmaterial geschützt werden und den starken Verformungskräften durch das schnell expandierende Targetmaterial lange genug Widerstand leisten können, um eine möglichst genaue Messung zu erhalten. Um dabei eine Messung mit hoher Zeitauflösung zu ermöglichen, muss eine entsprechend hohe Messfrequenz gewählt werden. Bei der Wahl der geeigneten Messfrequenz ist weiterhin zu beachten, dass die Wellenlänge im Leiter größer als die Struktur selbst ist, damit eine Vernachlässigung von Abstrahlungseffekten gerechtfertigt bleibt.

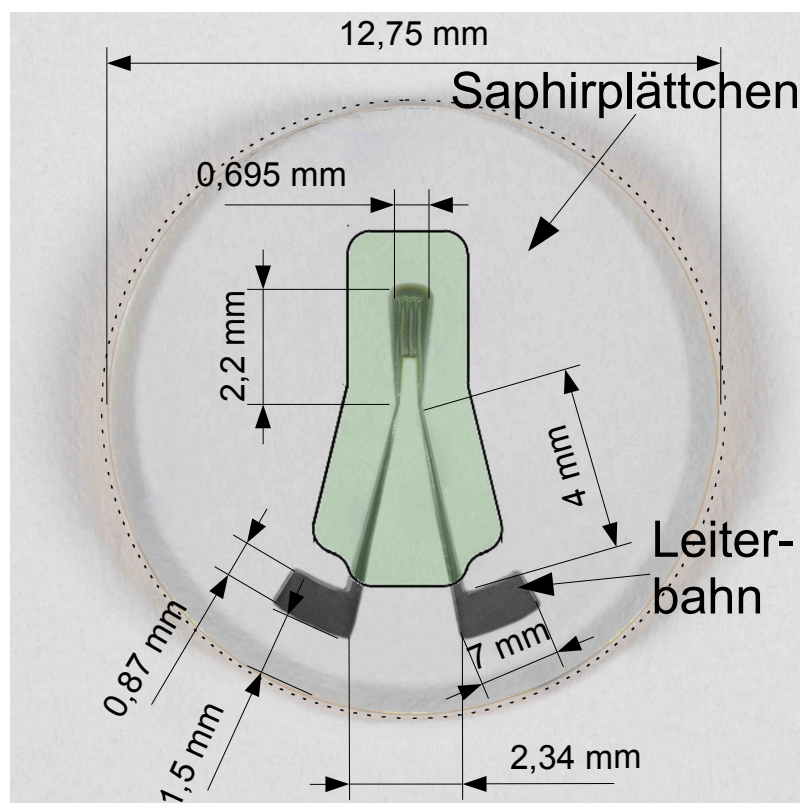


Abbildung 3.11: Der Sensor, wie er in den Experimenten eingesetzt wurde. Der grüne transparente Bereich zeigt die Lage und Form der Saphirschutzschicht.

Für die in den Abschnitten 4.2 und 4.3 vorgestellten Experimente wurde eine Frequenz von 850 MHz gewählt, da der im Experiment verwendete A/D-Wandler, Abschnitt 3.4, eine maximale Abtastrate von 4 GS/s besitzt und bei dieser Frequenz noch eine gute Auflösung des

sinusförmigen Messsignals möglich ist. Die Wahl des Materials der Schutzschicht und der Unterlage für den Sensor fiel auf Saphir (Al_2O_3), da es neben seinen guten optischen Eigenschaften nach Diamant zu den härtesten Materialien gehört. Darüber hinaus ist eine gute Durchlässigkeit über einen weiten Frequenzbereich im optischen und nahen Infrarot nötig, um eine Temperaturmessung durch das Pyrometer zu gewährleisten. Die maximale Dicke für die Schutzschicht aus Al_2O_3 , die mittels Sputtertechnik auf den Sensor aufgetragen werden konnte, betrug $2\text{ }\mu\text{m}$. Für die Unterlage des Sensors wurde eine Scheibe aus synthetischem Saphir mit einer Dicke von 1 mm und einem Durchmesser von $12,75\text{ mm}$ gewählt. Ursprünglich wurde eine solenoidartige Geometrie für den auf das Saphirplättchen aufgebrachten Sensor angestrebt. Dazu hätten die Leiterbahnen übereinander, mit einer isolierenden Trennschicht dazwischen, aufgedampft werden müssen. Da es technologisch besonders anspruchsvoll ist, eine solche Leiterstruktur in den vorausgesetzten Abmessungen herzustellen, mussten die Leiterbahnen nebeneinander platziert werden, sodass sich eine mäanderförmige Struktur ergab, Abb. 3.12. Die metallische Leiterbahn des Sensors hatte eine Dicke von ca. $9\text{ }\mu\text{m}$. Um die Stabilität der $9\text{ }\mu\text{m}$ dicken Metallschicht zu gewährleisten, wurde eine Mehrmetallschichtung wechselseitig aus Titan und Gold verwendet. Die Goldschichten waren dabei $1\text{ }\mu\text{m}$ und die Schichten aus Titan 100 nm dick.

In Abbildung 3.11 ist die Aufsicht des Sensors dargestellt. Der Kopf des Sensors befand sich in der Mitte des Saphirplättchens. Die Schutzschicht aus Saphir ist in Abb. 3.11 zur besseren Sichtbarkeit durch eine grüne transparente Fläche gekennzeichnet.

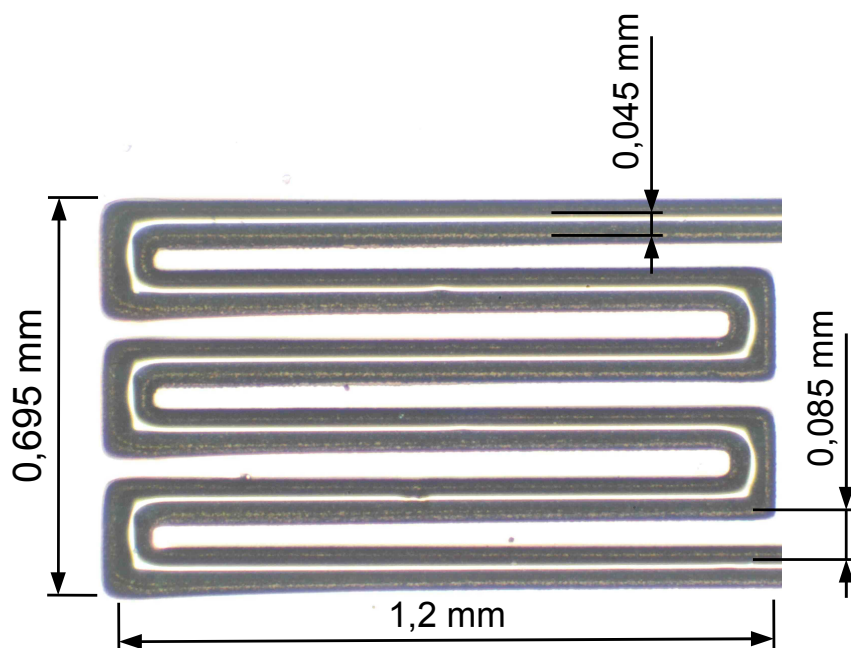


Abbildung 3.12: Mäanderförmige Struktur des Sensorkopfes. Die Leiterbahnen haben eine Breite von $45\text{ }\mu\text{m}$ und eine Dicke von $9\text{ }\mu\text{m}$.

Wie in Abbildung 3.12 zu sehen ist, betrug die Breite des Mäanders nur $695\text{ }\mu\text{m}$. Die Leiterbahn hatte eine Breite von $45\text{ }\mu\text{m}$ und der Abstand zwischen zwei Leiterbahnen des Mäanders betrug $85\text{ }\mu\text{m}$. Um die Sensoren zu überprüfen, wurden neben Aufnahmen mit einem Lichtmikroskop, Abb.3.12, auch Aufnahmen, die nach dem Prinzip der Rastersondenmikroskopie – engl. SMP: Scanning Probe Microscopy – erstellt wurden, zur Überprüfung herangezogen. Das Bild wird hier nicht, wie bei dem Lichtmikroskop, mithilfe von Linsen erzeugt, sondern über die Wechselwirkung einer Messspitze mit der Probenoberfläche, die Punkt für Punkt abgefahren wird. Somit

lassen sich mit dieser Methode, im Gegensatz zur Lichtmikroskopie, Höhenprofile aufnehmen, allerdings entziehen sich alle Strukturen unter der Oberfläche einer Analyse. In der Arbeitsgruppe Materialforschung der GSI stehen hierzu zwei Geräte zur Verfügung, zum einen ein Dektak Profilometer der Firma Veeco und zum anderen ein Rasterkraftmikroskop (Binnig *et al.*, 1986) bzw. ein AFM Modell P47 (Atomic Force Microscope) der Firma NT-MDT. Die laterale Auflösung wird bei diesem Verfahren im Wesentlichen durch zwei Punkte bestimmt: zum einen durch den Abstand der Bildpunkte und zum anderen durch den Krümmungsradius der Messspitze. Für das Dektak Profilometer betrug dieser $12,5\text{ }\mu\text{m}$ und für die Messung mit dem AFM 20 nm . Die vertikale Auflösung ist im Allgemeinen deutlich besser als die laterale. Nach Angaben des Herstellers ist mit dem Dektak Profilometer eine vertikale Auflösung von 4 nm möglich, mit dem AFM lassen sich sogar Auflösungen von unter einem Nanometer erreichen.

Der horizontale Scanbereich für das Dektak Profilometer liegt bei einigen Zentimetern. Damit eignet es sich im Wesentlichen zur Bestimmung von Höhenprofilen. Im Fall des Sensors lagen die Höhen der Saphirschuttschicht und der Leiterbahn im Bereich von einigen Mikrometern, somit war die vertikale Auflösung mehr als ausreichend. Für die laterale Auflösung lag der Abstand der Bildpunkte bei 700 nm , also deutlich unter der Auflösung der Messspitze. In den Abbildungen 3.13 und 3.14 sind Aufnahmen zu sehen, die mithilfe eines des Dektaks erstellt wurden.

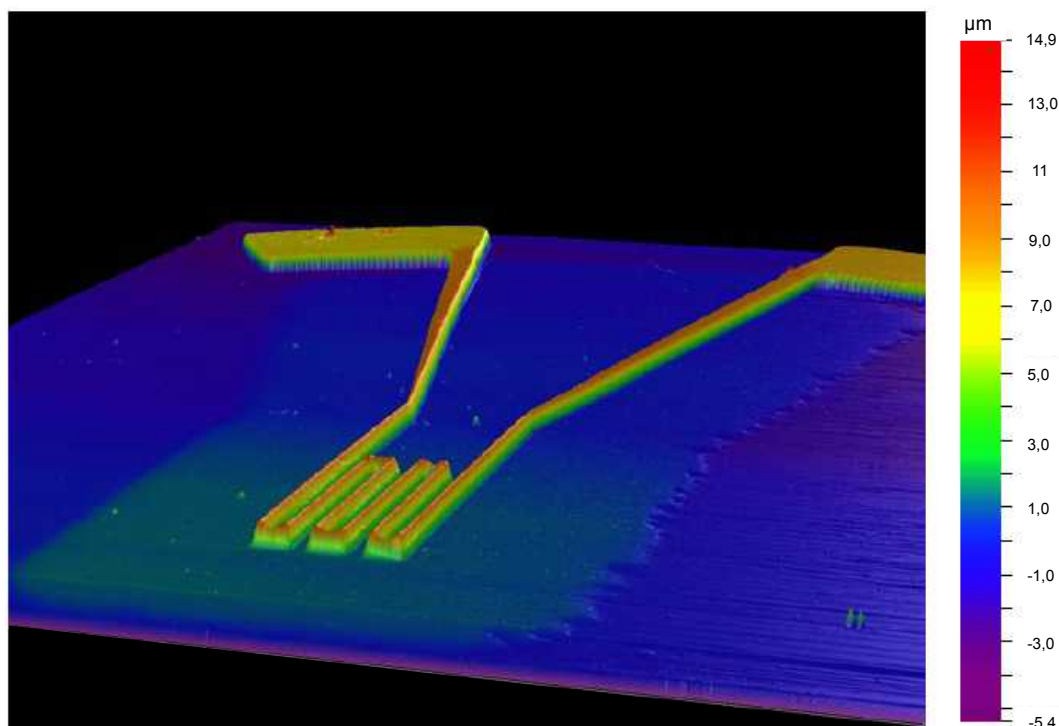


Abbildung 3.13: Zu sehen ist ein 3D-Höhenprofil, das mit einem Dektak erstellt wurde. Die Leiterbahnen sind deutlich zu erkennen. Auch die Saphirschuttschicht ist zu erkennen. Ein 3D-Profil ist nicht so gut geeignet, um die relativen Höhen darzustellen. Aus diesem Grund wurde dem 3D-Profil eine einzelne Profillinie entnommen, die in Abbildung 3.14 zu sehen ist.

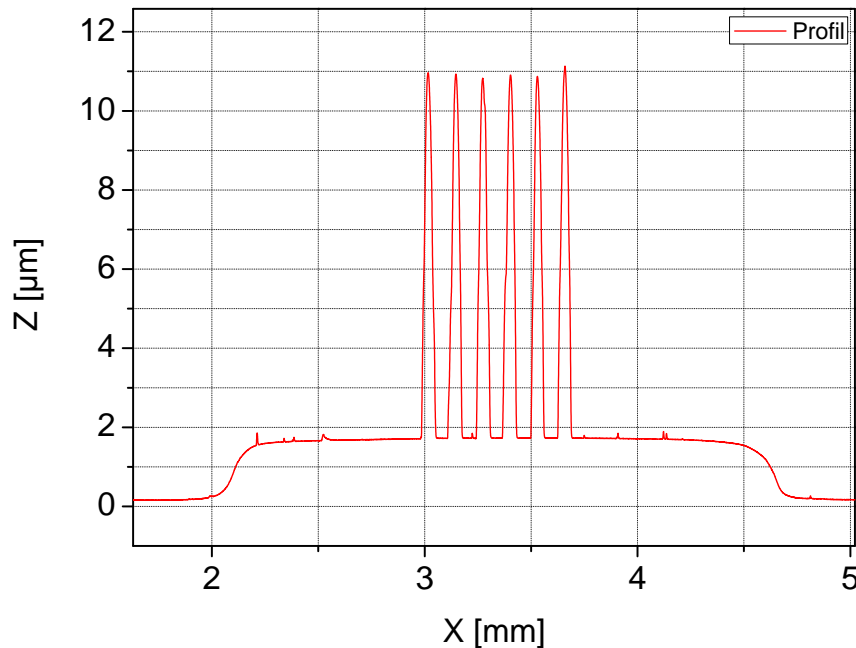


Abbildung 3.14: Eine 2D-Profillinie im Bereich des Sensorkopfes. Das Niveau der Saphirscheibe, auf die der Sensor aufgedampft wurde, ist in diesem Fall als Null-Niveau angenommen worden. Zu sehen ist, dass die Saphirschuttschicht ca. $2\text{ }\mu\text{m}$ dick ist. Daraus folgt, dass die Leiterbahnen eine Dicke von ca. $9\text{ }\mu\text{m}$ haben.

Um die Saphirschicht auch auf Defekte zu untersuchen, die unter die Auflösungsgrenze des Dektaks fallen, wurden auch Aufnahmen mit einem AFM gemacht, da hier die Krümmungsradien der eingesetzten Nadelspitzen wesentlich kleiner sind und sich somit kleinere Strukturen auflösen lassen. Allerdings ist die maximale vertikale Scanweite, in der Regel nur einige μm , also wesentlich geringer als beim Dektak. Somit lassen sich lediglich kleinere Flächen untersuchen. Ein AFM eignet sich dadurch nicht dazu, das gesamte Höhenprofil des Sensors aufzunehmen. Aber durch seine deutlich bessere vertikale und laterale Auflösung eignet es sich besser, um die Oberflächenbeschaffenheit der Saphirschuttschicht zu analysieren. Mit besonders dünnen Spitzen lassen sich sogar atomare Abstände auflösen (Binnig *et al.*, 1987) und (Ohnesorge u. Binnig, 1993). Die Messspitze selbst befindet sich auf einer dünnen Blattfeder, meist aus Silizium. Die Auslenkung der Feder aufgrund einer Oberflächenunebenheit, und damit die Kraft, lässt sich über einen Laserstrahl messen, der an der Oberseite der Blattfeder reflektiert und anschließend von einer Photodiode detektiert wird. Mit dem AFM wurden zwei Aufnahmen mit unterschiedlichen Scanbereichen von der Oberfläche der Schutzschicht im Bereich der Leiterbahn des Sensors erstellt, Abb. 3.15. Dabei wurde das AFM im sogenannten intermittierenden Modus – engl. intermittent contact mode, bzw. tapping mode – betrieben. Dazu wird die Blattfeder nahe ihrer Resonanzfrequenz angeregt. Der Abstand zwischen Probe und Messspitze wird solange verringert, bis die Messspitze die Oberfläche leicht berührt. Dadurch ändert sich die Amplitude der Schwingung. Beim Abfahren der Probe wird die Amplitude konstant gehalten, indem der Abstand zwischen Spitze und Messprobe variiert wird. Jeder dieser Aufnahmen hat 256×256 Bildpunkte. Somit liegen die Abstände zwischen den Bildpunkten unter dem Krümmungsradius der Messspitze, weswegen in diesem Fall der Krümmungsradius der

Messspitze als unterste Auflösungsgrenze anzunehmen ist. In den Abbildungen 3.16 und 3.17 sind 2D-Profillinien der Aufnahmen aus der Abbildung 3.15 zu sehen. Ihnen ist zu entnehmen, dass die Oberflächenrauigkeit der Saphiroberfläche nur einige 10 nm beträgt.

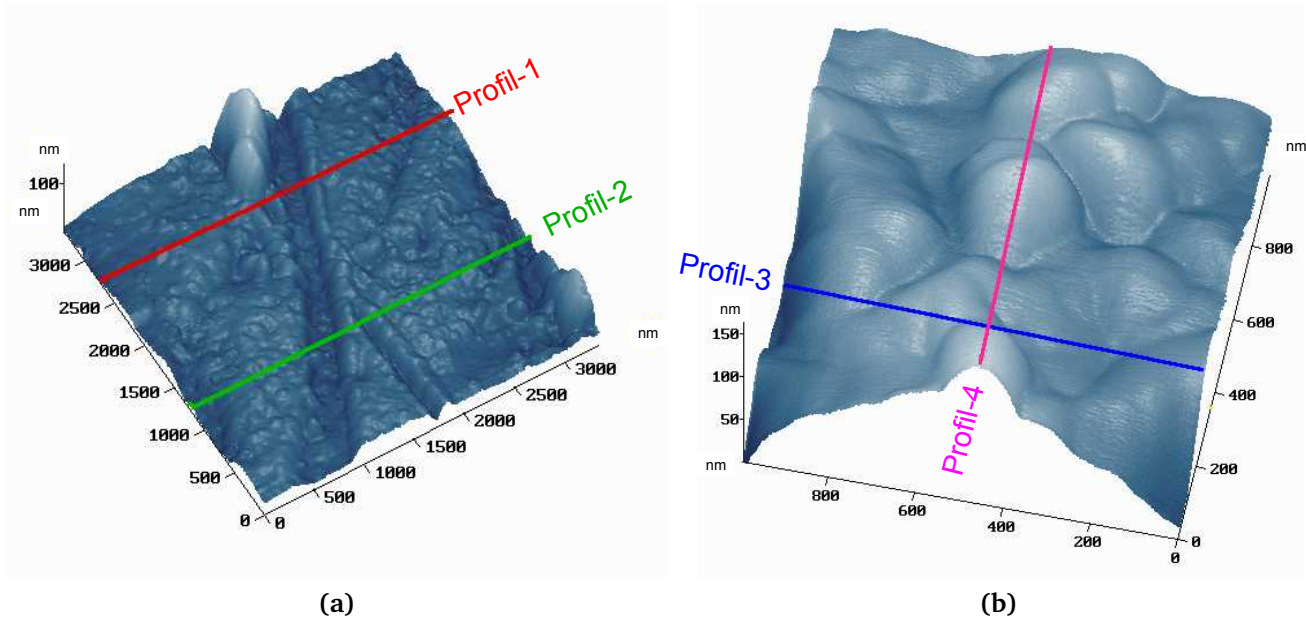


Abbildung 3.15: Die beiden Abbildungen a) und b) wurden mithilfe eines Rasterkraftmikroskops erstellt. Zu sehen sind zwei verschiedene Auflösungen, die linke umfasst ein Gebiet von $3\text{ }\mu\text{m} \times 3\text{ }\mu\text{m}$, während die rechte ein kleineres Gebiet von $1\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$ umschließt. Weiterhin sind in jeder Abbildung zwei Profillinien in verschiedenen Farben eingezeichnet. Die 2-D Profile entlang dieser Linien sind in den Abbildungen 3.16 und 3.17 zu sehen.

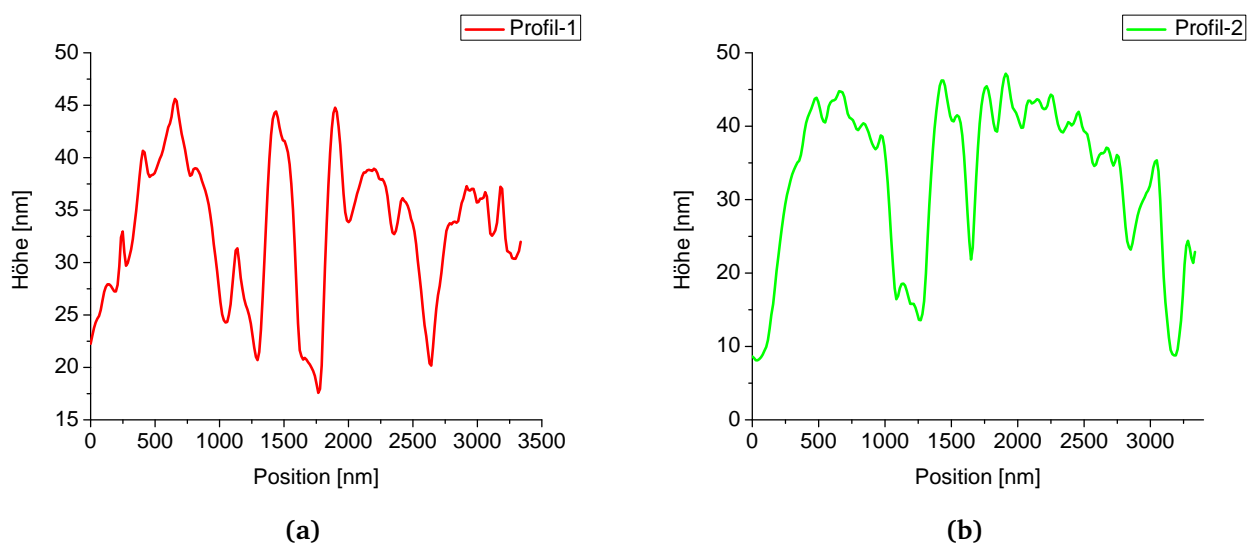


Abbildung 3.16: Linienprofile aus der Abbildung 3.15a. Dort sind die Positionen zu den Profilen mit den entsprechenden Farben und Bezeichnungen eingezeichnet.

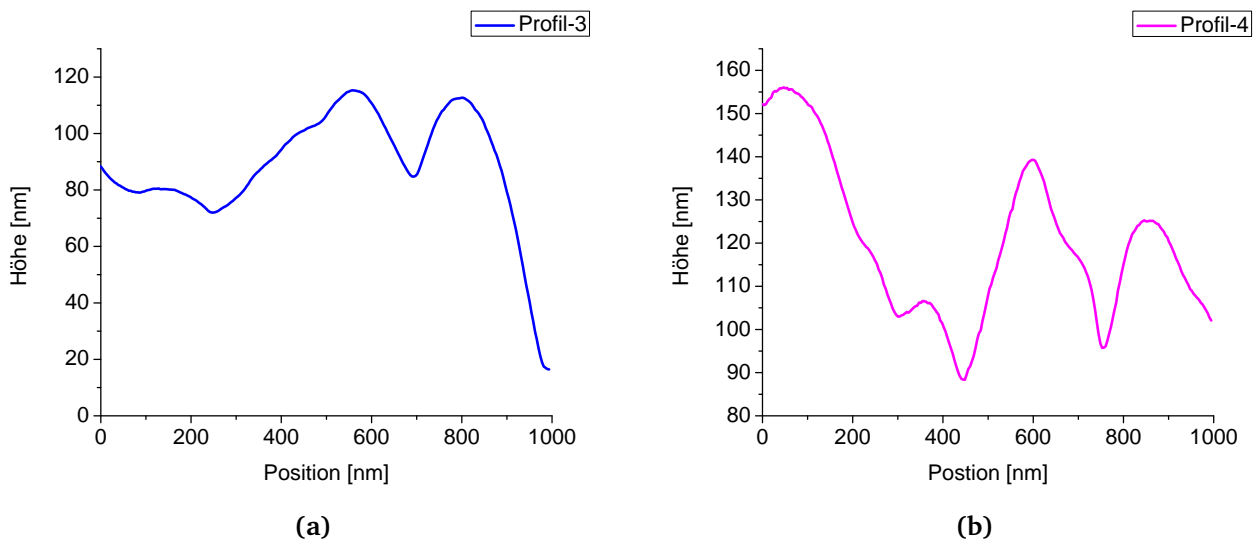


Abbildung 3.17: Linienprofile aus der Abbildung 3.15b. Die Positionen der Linienprofile sind in Abb. 3.15b mit den entsprechenden Bezeichnungen angegeben.

3.4 Messelektronik

Der schematische Aufbau der Messelektronik ist in Abbildung 3.18 gegeben. Wie in Abschnitt 2.4 erläutert, basiert das Messprinzip auf dem Vergleich eines reflektierten Messsignals mit einem Referenzsignal. Dazu wird ein Sinussignal mit einem RF-Synthesizer des Typs Hm8135 der Firma Hameg erzeugt, der frequenz- und amplitudenstabile Signale bis zu einer Frequenz von 3 GHz erzeugen kann. Da der RF-Synthesizer lediglich ein Sinussignal mit einer maximalen Amplitude von 1,4 Volt erzeugen kann, wird das Signal durch einen Verstärker des Typs 5865 der Firma Picosecond Pulse Labs verstärkt. Er hat eine maximale Ausgangsspannung von 8 V und ist für den Frequenzbereich von 0 bis 12 GHz ausgelegt. Ein geringer Teil des Signals wird dann von einem Richtkoppler – Coaxial Dual-Directional Coupler des Typs 778D der Firma Agilent – abgezweigt und zu einem A/D-Wandler geführt – Modell U1064A der Firma Agilent. Eine Übersicht über den Aufbau eines Richtkopplers wird unter anderem in (Stadler, 1985) gegeben. Die Besonderheit eines Richtkopplers besteht darin, dass er einen Teil eines Signals nach dessen Ausbreitungsrichtung getrennt auskoppeln kann. Die ausgekoppelten Anteile des Signals werden dann je nach Ausbreitungsrichtung der Welle an getrennten Ausgängen ausgegeben. Die Auskopplung eines Signals erfolgt im Richtkoppler über kapazitive und induktive Kopplungen zweier Messleitungen und ist daher frequenzabhängig. Der in diesem Aufbau verwendete Richtkoppler ist für einen Bereich von 0,1 bis 2,0 GHz ausgelegt.

Somit lässt sich ein Teil des Signals vor der Reflexion an dem Sensor aufzeichnen, dieses dient dann als Referenzsignal. Der überwiegende Anteil des Signals wird durchgelassen und zum Sensor geführt. Über ein ferngesteuertes RF-Relais des Typs RRK4-2TX der Firma MTS, das zwischen dem Richtkoppler und der Außenseite der Targetkammer in der Signalführung integriert ist, können bis zu vier Sensoren angesteuert werden. Die Reflexion des Signals am Sensor läuft dann wieder zurück. Von diesem reflektierten Signal wird im Richtkoppler wieder ein kleiner Teil ausgekoppelt. Dieses Signal wird an einem separaten Port ausgegeben und dient als Messsignal. Zwischen diesem Port, und dem A/D-Wandler ist ein Phasenschieber vom Typ P2103-28 der Firma ATM integriert, mit dem sich die Phase des Messsignals verschieben lässt. Ein Teil

des reflektierten Signals läuft wieder zurück zum RF-Synthesizer. Um weitere Reflexionen des zurücklaufenden Signals zwischen RF-Synthesizer und Richtkoppler zu unterdrücken, sind vor und nach dem Verstärker in der Signalführung 10 dB Dämpfungsglieder integriert.

Die Summe aller Dämpfungen, erzeugt durch die Kabel, elektronische Komponenten und Dämpfungsglieder, wie auch durch die Tatsache, dass von dem Richtkoppler bloß ein geringer Anteil des eigentlichen Signals abgelenkt wird, führt schließlich dazu, dass das vom A/D-Wandler aufgezeichnete Messsignal lediglich eine Amplitude von 35 mV hat, wohingegen das Referenzsignal eine Amplitude von 70 mV besitzt. Der Unterschied in den Amplituden kommt vor allem durch die verschiedenen Kabellängen zustande. Die Differenz der Kabellängen beträgt 15 m.

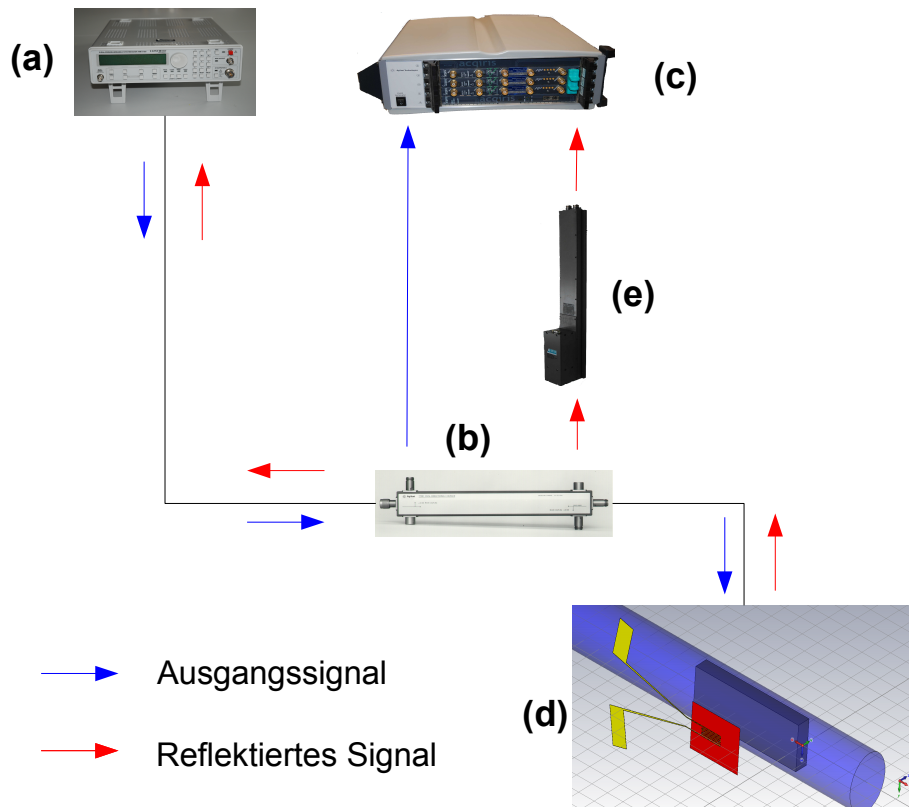


Abbildung 3.18: Schematische Darstellung des Messaufbaus. Das Messsignal wird von einem Sinusgenerator (a) erzeugt und anschließend über einen Richtkoppler (b) geführt. Von dort wird ein kleiner Anteil des Signals zu einem A/D-Wandler (c) geführt, dieser dient als Referenzsignal. Der überwiegende Teil wird durchgelassen und am Messsensor (d) reflektiert. In (d) ist der Ionenstrahl – blau – gezeigt, der ein Target heizt. Von dem reflektierten Signal wird durch den Richtkoppler wieder ein Teil abgezweigt und über einen Phasenschieber (e) ebenfalls zum A/D-Wandler geführt. Dort kann es mit der Referenz verglichen werden.

Die aufgezeichneten Signale lassen sich dann mittels einer Computersoftware auslesen und vergleichen. Der schematische Aufbau der Messung ist in Abb. 3.18 gegeben. Aufgrund der verschiedenen Kabellängen besitzen Referenz- und Messsignal eine Phasendifferenz und unterschiedliche Amplitudendämpfungen. Zusätzlich kommt noch der Phasenunterschied und die Amplitudendämpfung aufgrund der Reflexion am Sensor hinzu. Bei der eigentlichen Messung ist aber nur der Phasen- und Amplitudenunterschied von Interesse, der entsteht, wenn sich der S_{11} -Parameter des Sensors, aufgrund der im Metallniederschlag induzierten Wirbelströme, verändert. Die anfängliche Phasendifferenz und Amplitudendämpfung wird daher mithilfe der Mes-

selektronik kompensiert, sodass sich beide Signale destruktiv überlagern. Die unterschiedlichen Amplituden von Referenz- und Messsignal, lassen sich mithilfe der Auslesesoftware ausgleichen. Für den Ausgleich der Phasendifferenz wird der integrierte Phasenschieber verwendet. Eine Veränderung des Reflexionsparameters des Messsensors führt zu einer Veränderung der Amplitude und der Phase des reflektierten Signals, und Referenz- und Messsignal überlagern sich daraufhin nicht mehr destruktiv. Die Zusammenhänge zwischen verändertem S_{11} -Parameter und Veränderung des reflektierten Signals sind in Abschnitt 2.4 ausführlich dargestellt.

4 Experimente

Um die Sensitivität der Sensoren auf die Leitfähigkeit des untersuchten Materials zu testen, wurde in einem ersten Experiment, Abschnitt 4.1, mithilfe eines Netzwerkanalysators der S_{11} -Parameter des Sensors gemessen. Hierzu wurden vor der Messung auf die Sensoren Schichten verschiedener Metalle aufgetragen, und dann die Messung durchgeführt. Anschließend werden diese Ergebnisse mit denen numerischer Simulationen verglichen. Daraufhin wird in Abschnitt 4.2 ein Experiment vorgestellt, bei dem, unter Verwendung eines Druckluftsystems, der Messsensor mit flüssigem Zinn beschichtet wurde. Dieses Experiment diente dazu, die Messelektronik und den Sensor mitsamt Halterung, wie sie in Experimenten mit schwerionengeheizten Targets eingesetzt werden sollen, zu testen. Die Erkenntnisse aus diesen beiden Experimenten führten zu einem besseren Verständnis der Ergebnisse aus dem Experiment an einem durch Schwerionen induzierten Plasma, das in Abschnitt 4.3 vorgestellt wird.

4.1 Experimente ohne Ionenstrahl

Wie in Abschnitt 2.4 erläutert, basiert die Messmethode auf dem Vergleich eines Messsignals mit seiner Reflexion an einer Messspule bzw. einem Sensor. Aus diesem Grund ist es wichtig, die frequenzabhängigen Reflexionseigenschaften der Messspule genau zu kennen. Diese Eigenschaften lassen sich mit den S-Parametern beschreiben, siehe Abschnitt 2.3. S-Parameter können mithilfe von Netzwerkanalysatoren gemessen werden. In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse aus Messungen des S_{11} -Parameters eines Messsensors mit einem Netzwerkanalysator des Typs HP8753ES der Firma Agilent gezeigt. Diese Messungen sollen die Sensitivität des Sensors bezüglich verschiedener Leitfähigkeiten demonstrieren. Zusätzlich werden sie mit den Ergebnissen numerischer Computersimulationen verglichen.

Messung mit einem Netzwerkanalysator

Das Messprinzip eines Netzwerkanalysators basiert auf dem Vergleich von gesendeten mit reflektierten Signalen. Der für diese Messung verwendete Netzwerkanalysator besitzt zwei Messkanäle, die beide als Ausgang oder Eingang für die Referenz- bzw. Messsignale dienen können. Frequenzen und Amplituden der ausgesendeten Signale sind bekannt, sie werden an dem Prüfkörper reflektiert und anschließend mit dem ursprünglichen Signal verglichen. So lassen sich Phase und Amplitude bestimmen. Die Verbindung von Messkanal und Prüfkörper erfolgt über ein 50 Ω -Koaxialkabel. Die Messkanäle des Netzwerkanalysators sind zu diesem Zweck mit Steckverbindungen des Typs N ausgestattet.

Da der Netzwerkanalysator zwei Messkanäle besitzt, lassen sich nicht nur die komplexen Reflexionsparameter – S_{11} und S_{22} – bestimmen, sondern auch die komplexen Transmissionsparameter – S_{21} und S_{12} –, indem von einem Messkanal ein Signal gesendet und dann von dem anderen die Transmission aufgezeichnet wird. Dies ist in beide Richtungen möglich, sodass sich alle vier S-Parameter eines Zweitors in Abhängigkeit der Frequenz bestimmen lassen.

Die Frequenzeigenschaften des Verbindungskabels zwischen Netzwerkanalysator und Prüfkörper werden ebenfalls mitgemessen. Vor allem bei hohen Frequenzen kann der Einfluss des Messkabels eine genaue Aussage über die S-Parameter unmöglich machen. Durch eine Kalibrierung des Systems können diese Fehler weitestgehend kompensiert werden. Dafür werden sogenannte „Kalibriernormale“ verwendet. Das Messkabel wird an den Netzwerkanalysator angeschlossen und das andere, offene Ende des Kabels wird mit einem Kalibriernormal kontaktiert. Um eine vollständige Kalibrierung zu erhalten, muss sie mit drei unterschiedlichen Kalibriernormalen durchgeführt werden:

- „Open“ (deutsch: Offen): Ein Open ist ein definierter offener Abschluss des Kabels. Für ein Messsignal bedeutet ein offenes Ende Totalreflexion;
- „Short“ (deutsch: Kurzschluss): Bei einem Kurzschluss ist die Abschirmung des Kabels mit der Messleitung kurzgeschlossen. Dies bedeutet für das Messsignal ebenfalls Totalreflexion, aber mit einer Phasensprung von 180° ;
- „Match“ (deutsch: Angepasst): Hier wird das $50\ \Omega$ -Kabel mit einem Wellenwiderstand von $50\ \Omega$ abgeschlossen. Das Messsignal wird nicht reflektiert;

Die Kalibriernormale besitzen in der Regel N-Buchsen. Das bedeutet, dass die Kabel für die Messungen entsprechend konfektioniert werden müssen oder es muss eine entsprechende Anpassung durch einen Adapter verwendet werden. Um nun den Einfluss der elektrischen Leitfähigkeit einer Schicht auf der Sensoroberfläche zu untersuchen, wurde die Sensoroberfläche mit verschiedenen Metallen beschichtet. Anschließend wurde der S_{11} -Parameter für einen Frequenzbereich von 0,1 bis 1,0 GHz gemessen.

Messung mit festen Metallproben

Für eine Untersuchung des Sensors an festen Metallproben wurde als erstes versucht, diese Messung mit dünnen Metallplättchen durchzuführen, die auf den Sensor gepresst wurden. Dabei wurden die Metalle Kupfer und Blei verwendet. Die Dicke der Plättchen betrug 1 mm. Das Metallplättchen wurde durch eine spezielle Halterung auf den Sensor gedrückt. Bei der Halterung handelte es sich um dieselbe Anordnung, wie sie in dem Experiment mit durch Schwerionen geheizten Targets, Abb. 4.10, eingesetzt wurde, nur dass hier das Stiftchen, auf dem das Bleitarget montiert war, mit den entsprechenden anderen Metallplättchen versehen und soweit nach vorne geschoben wurde, dass das Metallplättchen Kontakt mit der Saphiroberfläche hatte.

Abhängig vom Anpressdruck variierten die Ergebnisse von Messung zu Messung stark. Eine Ursache hierfür kann darin liegen, dass die Plättchen nicht eben auf der Halterung befestigt waren und diese damit unter einem Winkel aufgebracht wurden. Dies führte dazu, dass nicht alle Leiterbahnen des Mäanders denselben Abstand zum Metallplättchen hatten. Bei erhöhtem Anpressdruck kann sich dieser Winkel und damit die Abstände verkleinern. Zudem zeigte sich bei Blei, dass sich die Amplitude für einen sehr starken Anpressdruck, im Vergleich zu der Messung mit dem Kupferplättchen, stärker änderte. Nach der Messung zeigte sich, dass das Profil des Sensors in das Bleiplättchen eingedrückt wurde, wohingegen dies bei Kupfer, da es wesentlich härter ist, nicht zu beobachten war. Das Blei wurde also zwischen die einzelnen Bahnen des Mäanders gepresst und die Messung dadurch beeinflusst.

Die Messungen mit den Metallplättchen hatten zum Teil die Zerstörung der Saphirschutzschicht

als unerwünschten Nebeneffekt. Wegen der begrenzten Anzahl an Sensoren, konnten die Messungen mit einer verbesserten Haltevorrichtung nicht wiederholt werden. Prinzipiell ist aber davon auszugehen, dass sich diese Art der Messung sehr gut für den Vergleich mit den durchgeführten Computersimulationen eignet, wenn mit einer optimierten Haltevorrichtung der Winkel zwischen Metallplättchen und Sensor minimiert wird und sich Abstand und Anpressdruck reproduzierbar einstellen lassen.

Messung an Gallium und Zinn

Um die Probleme zu umgehen, die sich bei der Messung mit festen Metallplättchen ergaben, wurde daraufhin versucht, den Sensor mit flüssigen Metallen zu beschichten, da sich Flüssigkeiten dem Untergrund anpassen. Nach der Beschichtung des Sensors mit der flüssigen Metallprobe wurde solange gewartet, bis das Metall wieder in der festen Phase vorlag, sodass es sich hierbei ebenfalls um Messungen an festem Metall handelt. Für diese Messungen wurde ein Sensor auf einem Saphirsubstrat verwendet, wie er in Abb. 3.11 zu sehen ist.

Die Wahl der Metalle, die für die Messung eingesetzt wurden, fiel auf Gallium und Zinn, da sie beide einen sehr geringen Schmelzpunkt besitzen. Zudem ließ sich die Schicht aus Gallium sehr leicht entfernen. Dadurch konnte derselbe Sensor auch für die Messung mit Zinn benutzt werden. Des Weiteren ist ihre Handhabung ungefährlich, verglichen mit anderen Metallen mit niedrigen Schmelzpunkten, wie zum Beispiel Quecksilber, Alkalimetalle oder Blei. Gallium besitzt eine elektrische Leitfähigkeit von $7,14 \cdot 10^6$ S/m und Zinn $8,77 \cdot 10^6$ S/m. Die Werte sind aus (Lide, 2006) entnommen.

Für die Messungen mit dem Netzwerkanalysator wurde der Sensor direkt mit einem 5 cm langen RG-188 Kabel verbunden und nicht, wie in dem Experiment aus Abschnitt 4.3, über einen kurzen Verbindungsdraht, Abb. 4.9. Denn die Messung mit dem Netzwerkanalysator soll mit Computersimulationen verglichen werden und eine solche Verbindung zwischen Sensor und Kabel ließ sich nicht in die Simulation integrieren. Um die Einflüsse des Verbindungskabels durch eine Kalibrierung des Netzwerkanalysators zu kompensieren, wurde ein zusätzliches RG-188 Kabel mit zwei SMA Steckverbindungen hergestellt. Die Länge von Stecker zu Stecker betrug auch 5 cm. Mit diesem Kabel und den Kalibriernormalen wurde dann die Kalibrierung des Netzwerkanalysators durchgeführt. Die Kalibriernormale wurden über einen Adapter mit dem Kabel verbunden. Nach der Kalibrierung wurde die Referenzebene des Netzwerkanalysators auf die Kontakte des Sensors eingestellt, um den durch den Adapter verursachten Fehler auszugleichen.

Um die Metallschicht zu stabilisieren und gleichzeitig für eine gleichmäßige Flächenausdehnung zu sorgen, wurde eine PVC-Schutzmaske mit einer Dicke von 1 mm angefertigt. In der Mitte der Maske befand sich ein Loch mit einem Durchmesser von 5 mm an der Stelle, an der sich der Sensorkopf befand. Dies ist deutlich größer als die Ausdehnung der erwarteten Wirbelströme, siehe Kapitel 5. Diese Schutzmaske wurde dann auf dem Saphirscheibchen befestigt. Als erstes wurde der komplexe S_{11} -Parameter des Sensors ohne Metallbeschichtung gemessen, anschließend wurde der Sensor mit einer Schicht aus Gallium bzw. Zinn überzogen und die Messung wiederholt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abb. 4.1 zu sehen. Anschließend wurden die Messungen mit den Ergebnissen aus numerischen Computersimulationen verglichen. Das dazu verwendete Computerprogramm und das Simulationsmodell werden ausführlich in Kapitel 5 beschrieben. Hier soll lediglich kurz erwähnt werden, dass bei der Computersimulation bloß eine ebene Metallschicht, die auf dem Sensor liegt, berücksichtigt werden konnte. Dass das

Material auch zwischen die Leiterbahnen eindringen kann, konnte nicht berücksichtigt werden. Es stellt sich nun die Frage, in wieweit ausgeschlossen werden kann, dass das flüssige Zinn bzw. Gallium nicht zwischen die Leiterbahnen eindringt, bevor es in die feste Phase übergeht, und sich eine ebene Fläche über dem Sensorkopf bildet. Die Metalle besitzen im flüssigen Zustand eine sehr hohe Oberflächenspannung. Nach (Yuan *et al.*, 2002) hat die Oberflächenspannung von Zinn in etwa einen Wert von 0,6 N/m und Gallium hat nach (Hardy, 1985) eine Oberflächenspannung von etwa 0,7 N/m. Dies führt dazu, dass die beiden Metalle die Saphirschicht nicht benetzen (Harding, 1970). Die Oberflächenspannung und die schlechten Benetzungseigenschaften wirken einem Eindringen entgegen. Um zu überprüfen, inwieweit das Metall zwischen die Leiterbahnen eingedrungen ist, wurde die Zinnschicht nach dem Experiment entfernt und unter einem Lichtmikroskop begutachtet. Ein Abdruck der Leiterbahnen, wie in Abb. 4.7, war nicht zu erkennen. Die Galliumschicht verflüssigte sich beim Entfernen und konnte daher nicht mehr auf Abdrücke untersucht werden. Die Zinnschicht erwies sich wegen des höheren Schmelzpunktes als stabiler und härtete auch schneller aus.

Messergebnisse

In den Abbildungen 4.1a und 4.1b ist deutlich zu erkennen, dass es einen Unterschied in der Amplitude des komplexen S_{11} -Parameters gibt, je nachdem, ob der Sensor mit einer Schicht aus Gallium oder Zinn überzogen wurde. Wie schon in Abschnitt 2.3 erläutert, bedeutet ein Reflexionsparameter von eins, dass die gesamte Energie reflektiert wird. Ist er kleiner als eins, bedeutet dies, dass ein Teil der Energie vom System, an dem die Welle reflektiert, aufgenommen wurde.

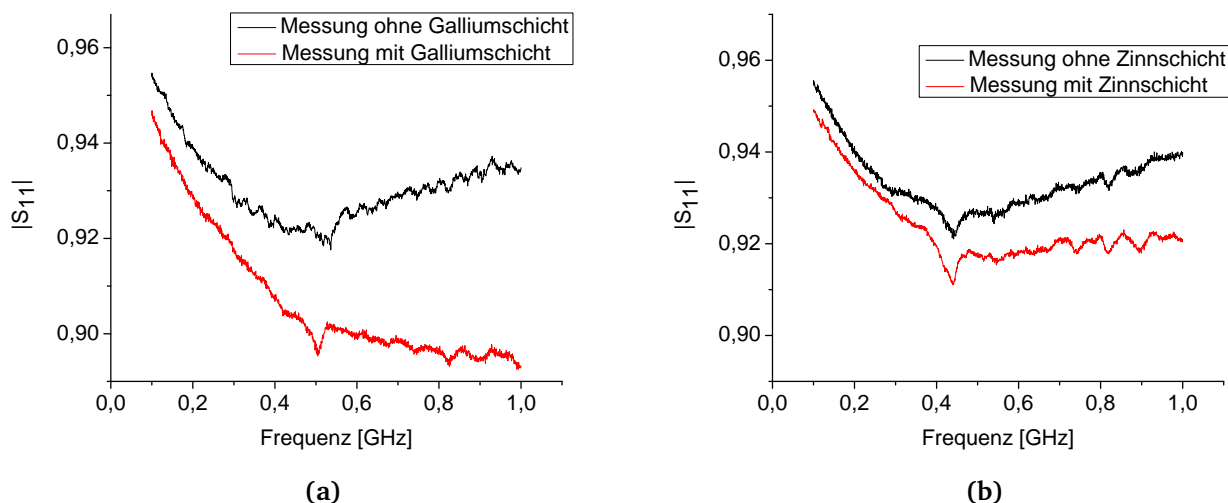


Abbildung 4.1: Amplituden des S_{11} -Parameters für die Messung an Gallium (a) und Zinn (b). Die schwarzen Kurven stellen jeweils die Messungen ohne Metallbeschichtungen dar.

Im Falle eines Sensors mit Metallbeschichtung wird ebenfalls Energie von den im Metall induzierten Wirbelströmen aufgenommen. Dies führt dann zu einer weiteren Verringerung des S_{11} -Parameters. Dieser zusätzliche Verlust ist wiederum abhängig von der Leitfähigkeit des Materials, in dem sich die Wirbelstromverteilung ausbildet. Dabei gilt es noch zu berücksichtigen,

dass es neben den Verlusten durch Wirbelströme auch dielektrische Verluste gibt. Letztere hängen mit der Saphirschutzschicht zusammen und sollten für alle Messungen mit Metallbeschichtungen annähernd dieselben sein. Die Verluste durch Abstrahlung lassen sich bei Frequenzen bis zu einigen Gigahertz vernachlässigen. Die Unterschiede in der Änderung des komplexen S_{11} -Parameters des Sensors können, bei verschiedenen Metallschichten unter denselben Bedingungen, also als Maß für die unterschiedliche Leitfähigkeit gesehen werden. In Abbildung 4.1 ist zu erkennen, dass die Verluste in den Messungen an Gallium größer sind als an Zinn.

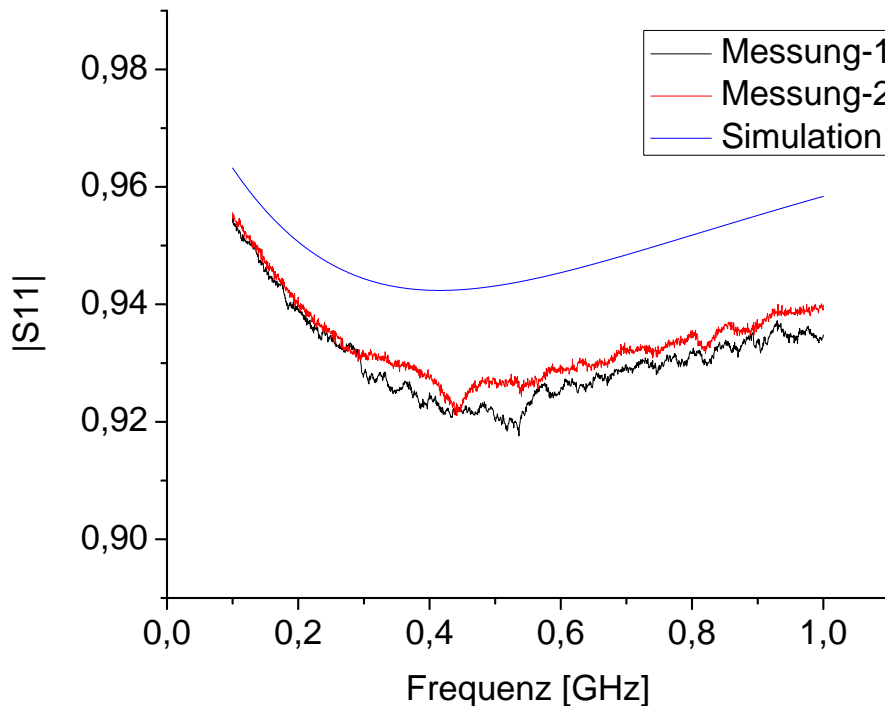


Abbildung 4.2: Zwei Messungen am selben Sensor jeweils ohne Metallschicht. Zwischen den Messungen wurde die Kontaktierung zum Kabel erneuert. Deutlich zu sehen sind Unterschiede, vor allem bei Frequenzen ab 0,3 GHz. Weiterhin ist das Ergebnis aus einer Computersimulation angegeben, Kapitel 5. Die Abweichung zu den gemessenen Werten ist unter 5%.

Da der komplexe frequenzabhängige S_{11} -Parameter sich von Sensor zu Sensor unterscheiden kann, ist eine absolute Abweichung – in Amplitude und Phase – wenig aussagekräftig und nur die relative Änderung vom Ausgangswert, sprich eine Messung ohne Metallbeschichtung, zu einer Messung mit einer Metallschicht auf der Sensoroberfläche lässt eine Aussage zu. Wie stark z.B. die Einflüsse der Kontaktierung des Kabels auf die Amplitude sein können, zeigt Abb. 4.2. Zwischen den Messungen an Gallium und Zinn wurde das Kabel von den Kontakten abgelöst und erneut mit dem Sensor verbunden. Ab einer Frequenz von 300 MHz weichen die Werte der Amplitude des S_{11} -Parameters sichtbar voneinander ab. Ähnliche Einflüsse zeigten sich auch für die Phase des komplexen S_{11} -Parameters. In Abbildung 4.2 ist neben den beiden Messungen noch das Ergebnis einer numerischen Computersimulation, für einen Sensor ohne leitfähige Beschichtung, angegeben. Die Abweichung von den gemessenen Werten beträgt nur wenige Prozent. Die Ergebnisse für die Simulation mit einer elektrisch leitenden Beschichtung, mit der Leitfähigkeit von Zinn und Gallium, sind in Abb. 4.3 gegeben. Dort wird der Quotient aus Mess-

wert – Sensor mit Metallschicht – und Ausgangswert – Sensor ohne Metallschicht – dargestellt, sowohl für die Messung als auch für die Simulation. Denn für eine Messung, wie sie in Abschnitt 2.4 beschrieben wird, ist zum einen der Quotient aus den Amplituden der komplexen S_{11} -Parameter des Sensors mit und ohne Metallbeschichtung und zum anderen die Differenz ihrer Phasen relevant. Alle Einflüsse, wie die der Kontaktierung, der Kabel etc., sind somit ausgeglichen.

Die Ergebnisse der Simulation und der gemessenen Werte der Amplitude des S_{11} -Parameters für eine Zinn- bzw. Galliumbeschichtung weichen ebenfalls nur wenige Prozent voneinander ab. Aus diesem Grund ist es nicht überraschend, dass die Quotienten aus den Amplituden ebenfalls eine gute Übereinstimmung liefern, Abb. 4.3. Da hier der Quotient der Messung an der jeweiligen Metallschicht durch die Messung ohne Beschichtung dargestellt ist, sind alle Werte kleiner als eins.

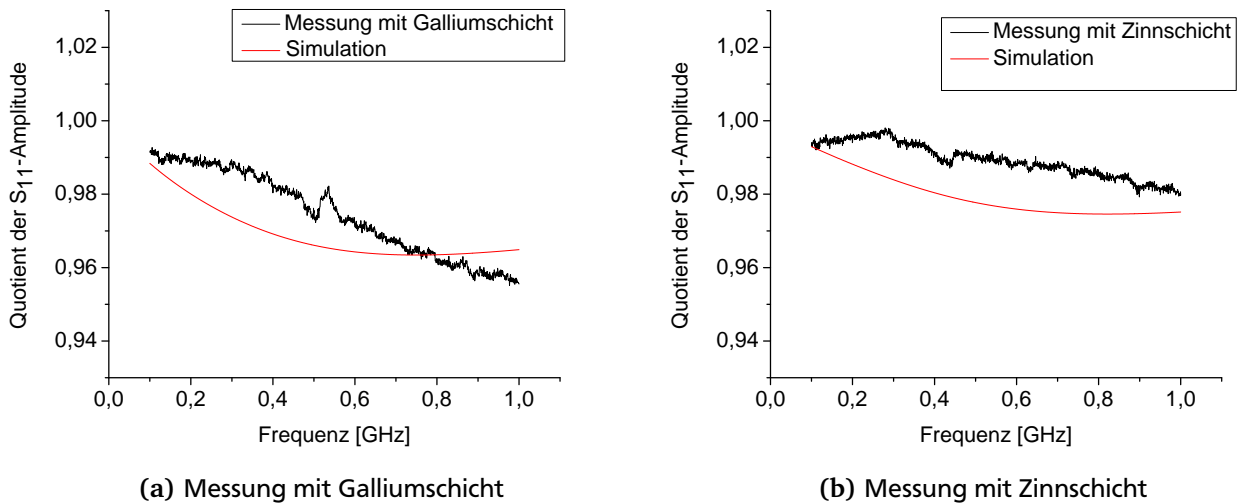


Abbildung 4.3: Quotient der Amplituden des S_{11} -Parameters aus Messungen und numerischen Computersimulationen. Bis auf wenige Prozent stimmen die Ergebnisse der Simulationen mit denen der Messungen überein.

Allerdings weichen, im Vergleich zu der Messung an Zinn, die Werte für die Messung an einer Galliumschicht bei höheren Frequenzen stärker von der Simulation ab, da die Messwerte für höhere Frequenzen stärker abfallen als die Werte der Simulation. Die unterschiedlichen Quotienten für eine Schicht aus Gallium bzw. Zinn bedeuten, dass ein hochfrequentes Messsignal unterschiedliche Amplitudendämpfungen erfahren wird – je nachdem, ob eine Schicht aus Zinn oder Gallium den Sensor bedeckt – und, dass dieser Unterschied mit zunehmender Frequenz in einem Bereich von 0,1 bis 1 GHz größer wird.

Der Vergleich zwischen Messung und Computersimulation für die Differenz der Phasen dagegen liefert für die Messung mit einer Zinnschicht eine gute Übereinstimmung, während sich für die Messung mit einer Galliumbeschichtung für die Simulation kleinere Werte ergeben, Abb. 4.4. Wie schon erläutert, benetzen die flüssigen Metalle die Saphirschutzschicht nicht, und ihre Oberflächenspannung wirkt einem Eindringen zwar entgegen, es kann jedoch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Inwieweit das flüssige Metall eindringt oder nicht, hängt auch von der Stärke des Anpressdrucks des flüssigen Metalls ab. Wird auf die flüssige Metallprobe bei dem Beschichtungsprozess ein leichter Druck ausgeübt, kann dies zu einem Eindringen des Me-

talls zwischen die Leiterbahnen führen. Wie schon dargestellt, konnte dies für die Zinnschicht ausgeschlossen werden, für die Galliumschicht hingegen nicht. Die Abweichung zwischen der Messung an der Galliumschicht und der Simulation legt nahe, dass das Metall zwischen die Leiterbahnen eingedrungen ist. Bei dem Vergleich der Amplituden – zwischen Messung und Simulation – für die Messungen an einer Zinn- bzw. Galliumschicht zeigte sich ebenfalls, dass die Messwerte an der Galliumbeschichtung stärker von den Simulationsergebnissen abweichen als bei der Zinnbeschichtung. Dass elektrisch leitendes Material zwischen den Mäanderbahnen des Sensorkopfes einen weitaus stärkeren Einfluss auf die Phase als auf die Amplitude haben kann, zeigen auch die Ergebnisse anderer Messungen unter dynamischen Bedingungen. Sie werden in den Abschnitten 4.2 und 4.3 vorgestellt.

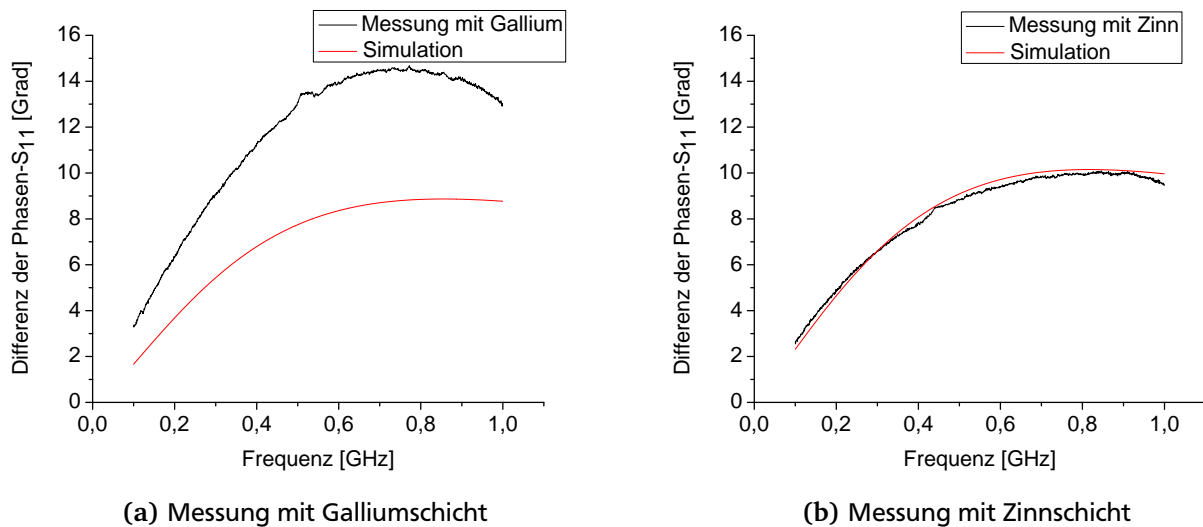


Abbildung 4.4: Der Vergleich zwischen Messungen und numerischen Simulationen für die Phasendifferenz des komplexen S_{11} -Parameters des Sensors mit und ohne Metallbeschichtung. Für Zinn ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation, während die Phasendifferenz bei der Messung mit einer Galliumschicht deutlich von der Simulation abweicht.

Dort ist das Material vollständig zwischen die Mäanderbahnen eingedrungen und es wurden Phasendifferenzen von mehr als 40° gemessen. Die Phasendifferenz bei der Messung an einer Galliumschicht fällt mit maximal 14° allerdings nicht so groß aus, weswegen davon ausgegangen werden kann, dass das flüssige Gallium nicht vollständig eingedrungen ist. Im Rahmen der Computersimulation in Kapitel 5 konnte kein elektrisch leitendes Material zwischen den Mäanderbahnen berücksichtigt werden, um zu untersuchen, inwieweit das Gallium eingedrungen ist. Zudem wurde beim Ablösen der Zinnschicht die Saphirschuttschicht beschädigt, weswegen weitere Messungen mit dem Sensor nicht mehr möglich waren.

Diskussion der Messergebnisse

Der Einfluss der leitenden Schicht auf die Phasendifferenz ist deutlich größer als auf die Amplitudenveränderung. In Hinblick auf ein Experiment mit Schwerionen induzierten Plasmen heißt das, dass vor allem die Veränderung der Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzsignal genau bestimmt werden muss. Weiterhin ist noch zu beachten, dass eine perfekt leitende Schicht

annähernd dieselbe Amplitude des S_{11} -Parameters hat, wie ein Isolator bzw. ein Sensor ohne Metallbeschichtung, da, ausgehend von der Leitfähigkeit des Vakuums – $\sigma = 0$ –, mit steigender Leitfähigkeit die Amplitude, aufgrund der zunehmenden Verluste, zunächst größer wird. Auf der anderen Seite verringert sich die Eindringtiefe δ_s mit steigender Leitfähigkeit, und für einen perfekten Leiter mit $\sigma = \infty$ ist $\delta_s = 0$, das heißt, die Verluste nehmen wieder ab und damit wird die Amplitude wieder kleiner. Es besteht also kein linearer Zusammenhang zwischen elektrischer Leitfähigkeit und der Amplitudendämpfung. Für die Phasendifferenz ist ebenfalls nicht zu erwarten, dass sie sich linear mit der elektrischen Leitfähigkeit ändert. Es ist allerdings davon auszugehen, dass der Verlauf der Phasendifferenz in Abhängigkeit von der elektrischen Leitfähigkeit der Beschichtung anders verläuft als für die Amplitude, denn für den Verlauf der Amplitude sind die ohmschen Verluste maßgeblich, während für die Veränderung des Imaginärteils bzw. der Phase des S_{11} -Parameters in erster Linie eine Änderung der Induktivität zu Grunde liegt. Die kapazitiven Einflüsse sind für alle guten Leiter dieselben. In einen schlechten Leiter kann das Magnetfeld tiefer eindringen als in einen guten, siehe Abschnitt 2.2. Für einen perfekten Leiter wird sogar das gesamte Magnetfeld verdrängt. Das heißt also, dass der Einfluss der induzierten Wirbelströme auf das erregende magnetische Feld bei schlechten Leitfähigkeiten geringer ist als bei größeren, und dass er für größere Leitfähigkeiten asymptotisch auf einen festen Wert hin läuft.

Aus diesem Grund ist es wichtig, den genauen Verlauf des komplexen S_{11} -Parameters im Bereich der zu erwartenden Leitfähigkeit zu kennen. Hierfür bieten vor allem numerische Computersimulationen die Möglichkeit, den komplexen S_{11} -Parameter des Sensors mit Beschichtungen unterschiedlicher elektrischer Leitfähigkeit zu bestimmen, die außerhalb der üblichen Werte der Metalle liegen, wie es auch für stark gekoppelte Plasmen erwartet wird. Hierbei gilt es im Besonderen die Frage zu klären, ob die gemessene Leitfähigkeit in einem Bereich liegt, in dem eine gute Auflösung bezüglich der elektrischen Leitfähigkeit möglich ist und inwieweit sich das Sensordesign optimieren lässt, um eine bessere Auflösung zu erhalten.

4.2 Experiment mit beschleunigtem, flüssigem Zinn

Um die Sensoren und die Messelektronik unabhängig von Experimenten mit Schwerionenstrahlen am HHT-Messplatz der Plasmaphysikgruppe unabhängig von Strahlzeiten und unter dynamischen Bedingungen testen zu können, wurde eine Anlage entwickelt, die flüssige Metalle beschleunigt und auf dem Sensor deponiert. Im Folgenden wird nun die Testanlage beschrieben und anschließend auf eine Messung mit flüssigem Zinn eingegangen und mit den Ergebnissen aus den Experimenten in den Abschnitten 4.1 und 4.3 verglichen.

Aufbau

Der wesentliche Bestandteil der Anlage zur Beschleunigung flüssiger Metalle ist ein Luftdrucksystem der Firma Diana – Modell 48 –, das mittels einer gespannten Feder einen Kolben innerhalb eines Metallrohres beschleunigt, Abb. 4.5. Kolben und Feder sind miteinander verbunden, sodass, nach einem erneuten Spannen der Feder, der Kolben im Lauf mit zurückgezogen wird. Gespannt wird die Feder über eine Hebelvorrichtung an der Seite des Luftdrucksystems. Die Bewegung des Kolbens komprimiert dabei die vor ihm liegende Luft in dem Metallrohr. Dieser Druckstoß läuft dann im Rohr entlang. Somit lassen sich mit dem System Druckstöße unter reproduzierbaren Bedingungen erzeugen.

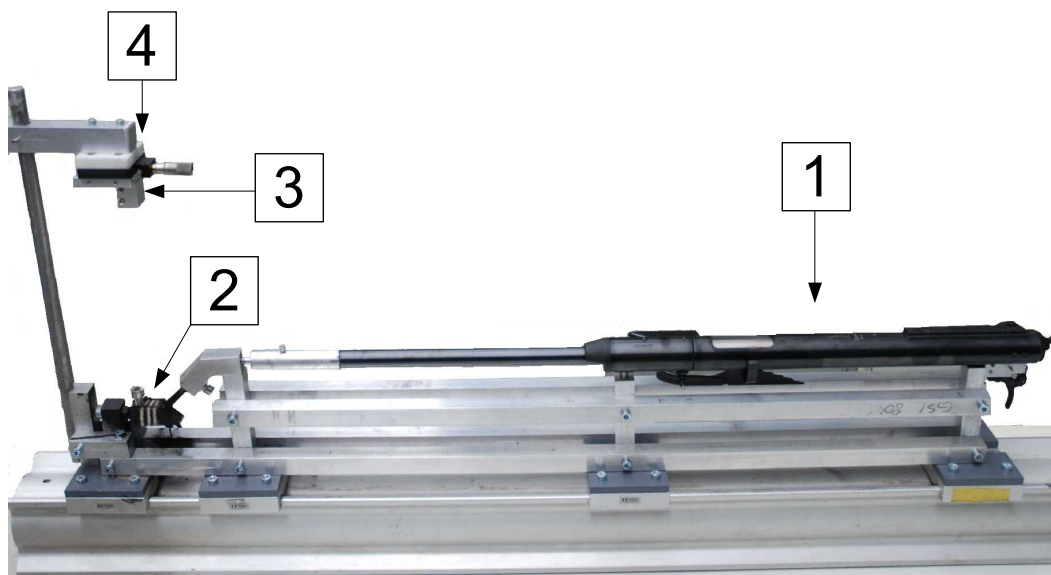


Abbildung 4.5: Zu sehen ist das Druckluftsystem [1], das mittels einer gespannten Feder einen Kolben beschleunigen kann, der sich innerhalb eines Metallrohres befindet. Die so erzeugte Pressluft wird über ein Rohrsystem in ein Heizgefäß [2], in dem zuvor Zinn geschmolzen wurde, geführt. Das Zinn wird daraufhin aus einer Öffnung nach oben hinausgedrückt. Der Sensor kann in einer speziellen Halterung befestigt werden [3]. Die Halterung lässt sich mittels eines Mikrometertisches genau justieren [4]. Die Lichtschranke befand sich zwischen dem Heizgefäß und der Sensorhalterung. Sie wurde aus Übersichtsgründen weggelassen.

Über eine Metallrohrführung wird der Druckstoß zu einem Stahlbehälter mit den Abmessungen $20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 50\text{ mm}$ geleitet, in dem sich das flüssige Metall befindet, Abb. 4.6. Dieser dient auch als Heizgefäß. Die Seite, durch die die Druckluft in das Heizgefäß geführt wird, ist um 45° abgeschrägt, sodass die Druckluftführung und der Hohlraum für das flüssige Metall nicht auf einer Höhe liegen. So soll verhindert werden, dass das Metall in das Luftdrucksystem fließen und dieses verstopfen kann. Am anderen Ende des Heizgefäßes befindet sich nach oben hin eine weitere Öffnung, durch die das flüssige Metall von der Druckluft gepresst werden kann. Die Öffnung ist mit einem „M8“-Gewinde versehen, in dieses Gewinde können zum einen verschiedene Düsen gedreht werden und zum anderen lässt sich die Düse zum Befüllen abmontieren. Um das Heizgefäß auf die Schmelztemperatur des eingesetzten Metalls zu heizen, ist es mit Heizdraht umwickelt, ähnlich wie in der Arbeit von (Bürkle, 2009). Rechtwinklig zu dem gesamten Aufbau ist eine Fastshutter DiCam Pro Kamera montiert, sodass sie den Bereich zwischen Lichtschranke und Sensorhalterung aufnehmen kann. Mit dieser Kamera ist es möglich, zwei Bilder innerhalb weniger Mikrosekunden aufzunehmen. So lässt sich die Flugeschwindigkeiten mittels zwei zeitlich getrennter Bilder vom selben Ausschnitt berechnen. Diese Information wird dann genutzt, um das Eintreffen des flüssigen Zinns zu berechnen. Der Aufbau verfügt über eine Gabellichtschranke der Firma Phywe, Modellnummer: 11207.02. Sie befindet sich zwischen Heizgefäß und Sensorhalterung, sodass das flüssige Zinn, welches aus dem Heizgefäß gedrückt wird, die Lichtschranke auslöst. Ihr Signal wird genutzt, um die DiCam Pro Kamera und die Messelektronik über einen Pulsgenerator der Firma Stanford zu triggern. Bei der Messelektronik handelt es sich um denselben Aufbau wie in dem Experiment aus Abschnitt 4.3. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.18 gegeben. Der Sensor wurde, wie in Abb. 4.9 zu sehen, in einer Halterung befestigt und über einen kurzen Verbindungsdraht mit einem 1 m langen RG-188 Kabel verbunden. Über dieses Kabel war der Sensor an der Messelektronik angeschlossen. Der Sensor wurde in einer speziellen Halterung oberhalb der Lichtschranke im Abstand von 5 cm montiert.

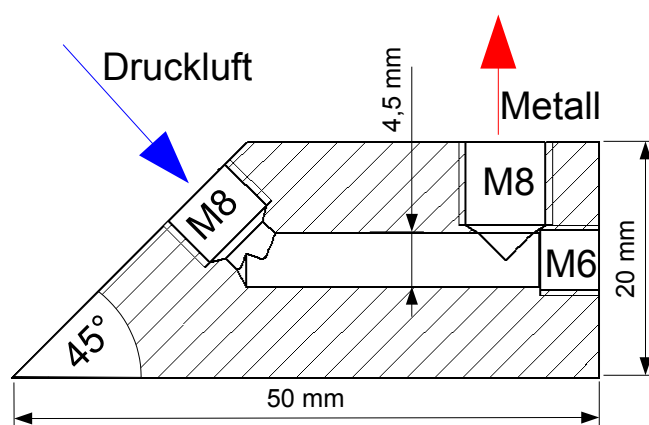


Abbildung 4.6: Schnittbild durch das Heizgefäß, in dem das Metall vor der Beschleunigung geschmolzen wird. Die Druckluft (blauer Pfeil) wird von links in den Hohlraum, der sich mittig befindet, gepresst. Der Hohlraum hat einen Durchmesser von 4,5 mm. Das Bohrloch lässt sich auf der rechten Seite mit einer „M6“-Schraube verschließen. Der Hohlraum wird komplett mit flüssigem Metall gefüllt, sodass die Pressluft das Metall durch die einzige Öffnung nach oben hinaus drückt (roter Pfeil). Um das Metall zu schmelzen, ist das Heizgefäß mit Heizdraht umwickelt. „M8“ und „M6“ stehen für die Gewindtypen.

Es wurden jeweils drei Messungen mit einem Sensor durchgeführt, eine vor, eine während und die dritte nach dem Beschuss mit flüssigem Zinn. Es wurden wie im Experiment in Abschnitt 4.3 sowohl das Referenz- als auch das reflektierte Messsignal aufgenommen. Aus diesen Signalen wurden dann ebenfalls die Amplitudendämpfung und die Phasenverschiebung berechnet. Bei der Messung während des Beschusses löste die Lichtschranke zu spät aus und das Material befand sich schon auf der Sensoroberfläche, als das hochfrequente Signal aufgenommen wurde. Für die gesamte Messzeit von $130\text{ }\mu\text{s}$ war somit eine konstante Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung messbar. Die Amplitudendämpfung betrug $4,40\pm 0,07\%$ und die Phasenverschiebung $45,0^\circ\pm 4,5^\circ$. Die Abschätzung der Geschwindigkeit aus den beiden Aufnahmen der DiCam Pro Kamera ergab einen Wert von $24\pm 3\text{ m/s}$. Die dritte Messung wurde eine Minute später durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, dass der Sensor durch die Zinnschicht kurzgeschlossen war. Dies muss sich nach der Messung ereignet haben. Daher ist davon auszugehen, dass sich die Zinnschicht während der Messung noch im flüssigen Zustand befand. Die Temperatur des flüssigen Zinns wurde nicht direkt gemessen. Das Heizgefäß wurde im kalten Zustand mit Zinn gefüllt und erst anschließend die Temperatur erhöht. Nach Abschluss des Schmelzvorgangs wurde der Heizvorgang beendet und anschließend sofort das Experiment durchgeführt. Es ist also davon auszugehen, dass die Temperatur nicht weit von der Schmelztemperatur des Zinns entfernt war. Nach (Pokorny u. Astrom, 1975) liegt die elektrische Leitfähigkeit von flüssigem Zinn bei Temperaturen von 550 K bis 970 K annähernd bei $2\cdot 10^6\text{ S/m}$ und beträgt damit fast ein Fünftel der Leitfähigkeit im festen Zustand – $8,77\cdot 10^6\text{ S/m}$.

Im Vergleich zu der Messung mit festem Zinn in Abschnitt 4.1 fällt die Phasenverschiebung größer aus. Ein wesentlicher Unterschied in den Bedingungen beider Experimente liegt, neben der unterschiedlichen elektrischen Leitfähigkeit, in dem Material, welches sich im Fall der dynamischen Beschichtung des Sensors zwischen die Leiterbahnen drückte, siehe Abbildung 4.7. Eine ähnlich große Phasenverschiebung wurde auch in dem Experiment in Abschnitt 4.3 gemessen, dort ist wegen der wesentlich höheren Expansionsgeschwindigkeit ebenfalls davon auszugehen, dass das geheizte Material zwischen die Leiterschienen gedrückt wurde.

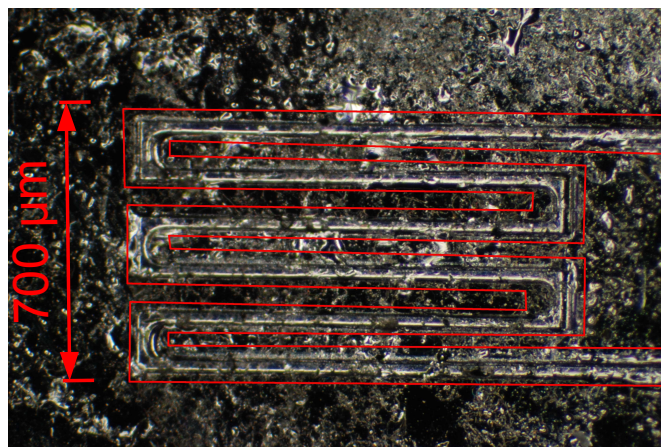


Abbildung 4.7: Aufnahme mit einem Lichtmikroskop. Zu sehen ist die Zinnschicht aus dem Experiment in Abschnitt 4.2, mit dynamischer Beschichtung. Diese Schicht wurde für die Aufnahme sorgfältig entfernt. Deutlich ist der Abdruck des Sensorkopfes zu sehen.

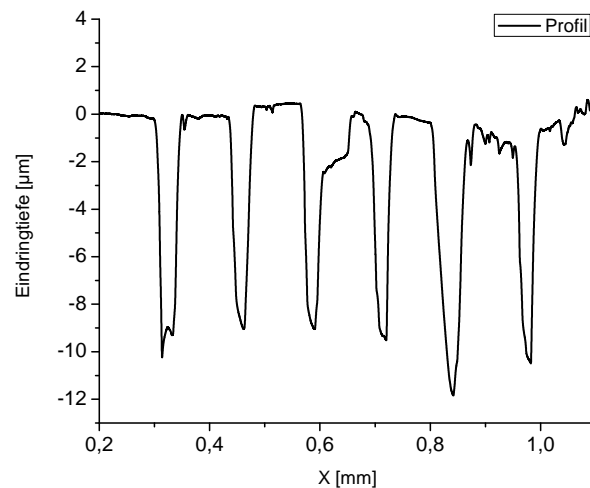


Abbildung 4.8: Höhenlinienprofil des Sensorabdruckes in der Zinnschicht, aus Abb. 4.7. Das Profil wurde senkrecht zu den Mäanderleiterbahnen aufgenommen. Dort, wo die Vertiefungen zu sehen sind, befanden sich die Leiterbahnen. Verglichen mit dem Höhenlinienprofil des Sensors, siehe Abb. 3.14, ergibt sich eine gute Übereinstimmung des Abdrucks und man erkennt, dass die Zwischenräume des Mäanders vollständig mit Zinn ausgefüllt sind.

Aus Abbildung 4.7 lässt sich nicht entnehmen, wie tief das Material zwischen die Mäanderbahnen eingedrungen ist. Daher wurde neben der Aufnahme mit dem Lichtmikroskop auch eine Profilaufnahme mit einem Dektak angefertigt, siehe Abbildung 4.8. Dort ist zu erkennen, dass das flüssige Zinn vollständig zwischen die Mäanderbahnen eingedrungen ist. Die Funktionsweise des Dektaks ist in Abschnitt 3.3 beschrieben.

4.3 Messungen an schwerionengeheizten Targets

In diesem Abschnitt wird das Experiment an einem mit intensiven Schwerionenstrahlen geheizten Target vorgestellt. Im Experiment wurde ein dünnes Plättchen aus Blei – Dicke 1 mm und Breite 2 mm – mit einem Schwerionenstrahl – $2,275 \cdot 10^9 \text{ U}^{72+}$ mit 300 AMeV – geheizt. Das aufgeheizte Material beginnt daraufhin zu expandieren und erreicht anschließend den Sensor. Dabei bildet sich an dessen Oberfläche eine dünne Schicht des geheizten Materials aus. Die Messung der elektrischen Leitfähigkeit dieser Schicht erfolgt nach dem in Abschnitt 2.4 erläuterten Prinzip, unter Verwendung der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Messelektronik. Zuerst wird auf das Targetdesign – Abschnitt 4.3.1 – eingegangen. Anschließend werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

4.3.1 Targetdesign

Im Experiment wurden Sensoren, wie sie in Abb. 3.11 zu sehen sind, verwendet. Dazu war es nötig, eine Halterung zu konstruieren, in die das Saphirplättchen mit dem Sensor eingesetzt und befestigt werden kann, Abb. 4.9. Diese Halterung wurde dann anschließend, zusammen mit der Halterung für das Bleitarget, das durch den Ionenstrahl geheizt wird, auf einen Targettisch platziert.

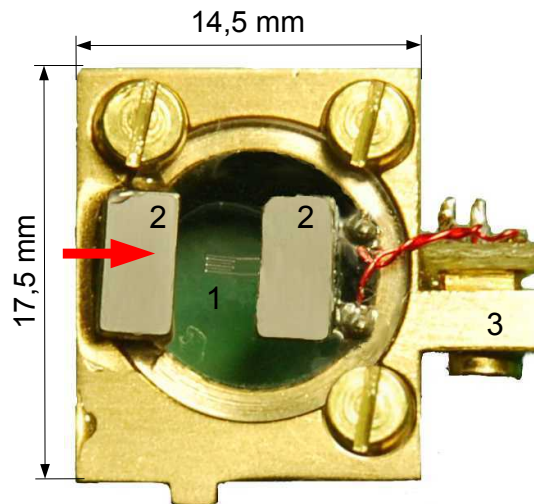


Abbildung 4.9: Der Sensor [1] mit zwei Tantalplättchen [2]. Hinter dem Saphirplättchen befindet sich eine Öffnung, die eine freie Sicht auf den Sensor mit der DiCam Pro Kamera zulässt. So war eine genaue Positionierung der Messspule auf die Höhe der Ionenstrahlachse möglich. Die Richtung des einfallenden Ionenstrahls ist durch einen roten Pfeil symbolisiert. Auf der rechten Seite der Halterung befindet sich die Steckverbindung [3] für das Messkabel.

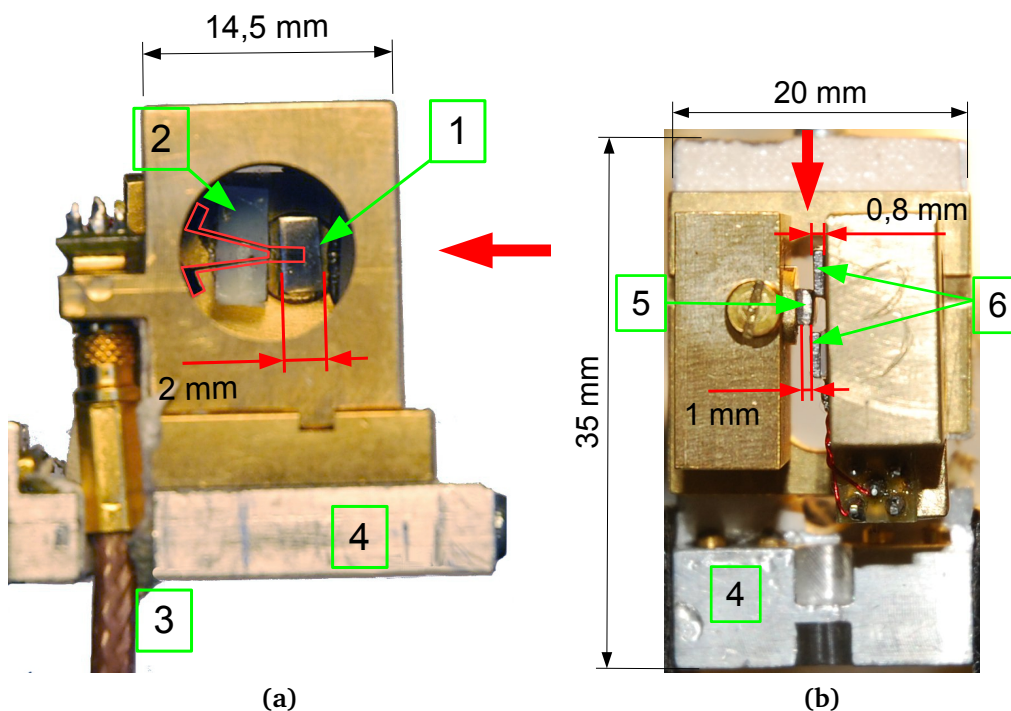


Abbildung 4.10: Zu sehen sind zwei verschiedene Ansichten der Sensoranordnung: seitliche Ansicht (a) und Draufsicht (b). Die Flugrichtung des Ionenstrahls ist durch einen roten Pfeil gekennzeichnet. In Ansicht (a) erkennt man durch das Saphirscheibchen den Sensor – Bereich innerhalb der roten Markierung – und das Bleitarget [1], sowie die Teflonunterlage [2] für das Tantalplättchen. Von unten kommt das Kabel [3] für das Messsignal. Die Halterung ist auf einem Targettisch [4] montiert. In Ansicht (b) sind neben dem Bleitarget [5] auch die Tantalplättchen [6] zu erkennen.

Denn wie in Abschnitt 3.2 erläutert, werden alle in einem Experiment verwendeten Targets in der Targetkammer, Abb. 3.6, auf einem Vorratsregal aufbewahrt und je nach Bedarf von dem Targetmanipulator, Abb. 3.10, zum Interaktionspunkt gefahren. Das setzt voraus, dass eine Halterung für ein Target an die Größe des Targettisches und den Platz im Vorratsregal angepasst werden muss. Folglich müssen Sensor, Bleitarget und Kabel möglichst kompakt auf dem Targettisch angebracht werden. In Abb. 4.10 sind Ansichten sowohl der Sensor- als auch der Targethalterung, die auf einem Targettisch montiert sind, zu sehen. Die Halterungen wurden so konzipiert, dass sich das Bleiplättchen mittig über dem Sensor befindet, Abb. 4.10a. Der Sensor konnte nicht, wie in dem Experiment aus Abschnitt 4.1, direkt mit dem RG-188 Kabel verbunden werden, da dieses Kabel, um den Greifarm des Targetmanipulators nicht zu behindern, von unten an den Sensor herangeführt werden musste. Aus diesem Grund musste der Sensor über einen kurzen Verbindungsdraht, siehe Abb. 4.9, mit dem Messkabel verbunden werden. Zudem wurde das Messkabel hinter der Sensorhalterung positioniert, sodass es vor dem Ionenstrahl geschützt wurde, siehe Abb. 4.10.

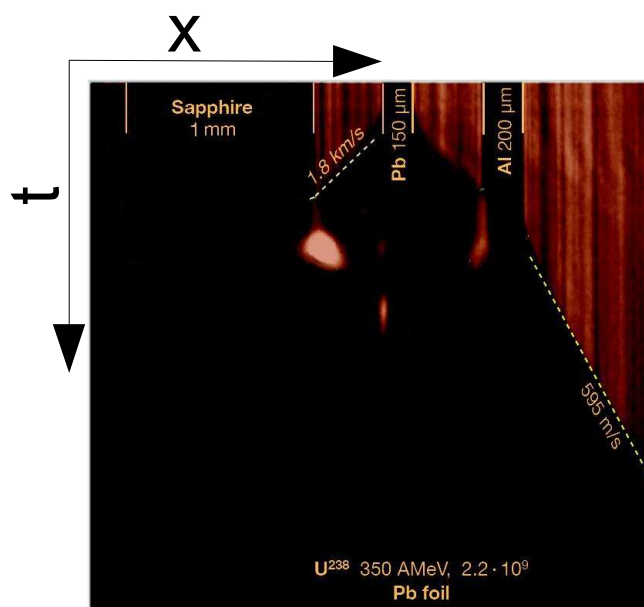


Abbildung 4.11: Aufnahme mit einer Streak-Kamera. Zu sehen ist ein Bleitarget (**Pb**), das durch einen intensiven Schwerionenstrahl geheizt wird. Bei dem Bleitarget handelt es sich um eine $150\,\mu\text{m}$ dicke Folie. Links neben der Bleifolie befindet sich ein $1\,\text{mm}$ dickes Saphirplättchen (**Sapphire**) und auf der rechten Seite eine $200\,\mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie (**Al**). Zuerst beginnt das geheizte Blei mit einer Geschwindigkeit von $1,8\,\text{km/s}$ zu expandieren. Es erreicht schließlich die Aluminiumfolie, die daraufhin beschleunigt wird und zur Seite wegfliegt, jedoch mit einer deutlich kleineren Geschwindigkeit.

Aufgrund der Energiedeposition durch den Ionenstrahl beginnt das aufgeheizte Material zu expandieren. Um eine möglichst große Schichtdicke des Metallniederschlags zu erhalten, darf der Abstand zwischen Sensor und Target nicht zu groß gewählt werden. Auf der anderen Seite muss er aber auch groß genug sein, damit das aufgeheizte Targetmaterial erst nachdem der Ionenstrahl das Target geheizt hat auf den Sensor trifft, um elektromagnetische Störungen durch den Ionenstrahl möglichst zu verhindern. Wie in Abb. 4.10b zu sehen ist, betrug der Abstand zwischen Target und Sensor $0,8\,\text{mm}$. In Experimenten am HHT sind Expansionsgeschwindigkeiten

in der Größenordnung von 1 km/s gemessen worden, Abb. 4.11. Aus diesem Grund sollte die Pulsbreite des Ionenstrahls deutlich kleiner als eine Mikrosekunde sein, es wurde daher im Experiment ein Ionenstrahl mit komprimiertem Strahlprofil wie in Abb. 3.4 verwendet. In Abb. 4.11 ist eine Aufnahme einer Streak-Kamera gegeben, die während eines anderen Experimentes am HHT aufgenommen wurde. Sie zeigt die Expansion einer durch einen Schwerionenstrahl geheizten Bleifolie. Die Folie hatte eine Dicke von $150\text{ }\mu\text{m}$. Die Expansionsgeschwindigkeit des geheizten Materials ist $\approx 1,8\text{ km/s}$. Mit 350 AMeV besitzen die Ionen eine höhere Energie als in dem hier besprochenen Experiment, in dem die Ionen nur eine Energie von 300 AMeV hatten. Um den Schutz der Kontakte und des Sensors zu gewährleisten, wurden zwei Tantalplättchen mit je einer Dicke von 0,8 mm und einer Breite von 3 mm verwendet. Ein Sensor mit den Schutzplättchen ist in Abb. 4.9 sehen. Darüber hinaus begrenzten sie auch die Fläche des Metallniederschlags und das hintere Plättchen sorgte außerdem dafür, dass sich keine Metallschicht über den Zuleitungen bilden konnte. Die Eindringtiefe von Uranionen in Tantal bei einer Energie von 350 AMeV beträgt ungefähr 2,5 mm. Somit werden Ionen, die nicht auf das Target treffen, vollständig gestoppt. Unter dem Tantalplättchen, welches über den Zuleitungen angebracht wurde, befand sich ein Teflonscheibchen der Dicke $200\text{ }\mu\text{m}$. Es diente dazu, den Abstand des Tantalplättchens zu vergrößern, und somit seinen Einfluss auf die Messleitung zu verkleinern. Für die Messungen war es außerdem nötig, dass das Messsignal zum Sensor geführt wird. Dies erforderte, dass ein Kabel von der Targethalterung zu einer Koaxialdurchführung in der Außenwand der Targetkammer geführt werden musste. Wie man in Abbildung 3.6 erkennen kann, ist der Platz in der Targetkammer durch den Targetmanipulator mit Vorratsregal und der Pyrometeroptik sehr beschränkt. Um eine Störung des Targetmanipulators durch das Verbindungskabel des Sensors auszuschließen, wurden nie mehr als zwei Targets gleichzeitig auf dem Vorratsregal abgestellt.

4.3.2 Ergebnisse

Die Abbildung 4.12 zeigt die Überlagerung von Referenz- und Messsignal während eines Experimentes mit einem durch Schwerionen geheizten Target. Dabei wurde Amplitude und Phase des Messsignals so angepasst, dass es sich mit dem Referenzsignal destruktiv überlagerte, siehe Abschnitt 3.4. Zusätzlich ist noch das Signal des Strahlstromtransformators (FCT), der sich vor der Targetkammer befindet – siehe Abb. 3.7 –, aufgetragen. Durch den Vergleich beider Signale erkennt man, dass die erste Störung des Messsignals mit dem Eintreffen des Ionenstrahles zusammenfällt. $1\text{ }\mu\text{s}$ später kommt es zu einer Veränderung des Messsignals in Amplitude und Phase und das Messsignal überlagert sich mit dem Referenzsignal nicht mehr destruktiv. Der Zeitpunkt fällt mit dem erwarteten Auftreffen des geheizten Materials auf der Sensoroberfläche zusammen. Vor und nach dem Ionenstrahl ist keine Änderung im Signal zu erkennen, denn nur da, wo der Ionenstrahl und der Metallniederschlag auf den Sensor einwirken und der S_{11} -Parameter sich dadurch verändert, ändert sich auch das Messsignal in Phase und Amplitude. Nach der ersten qualitativen Betrachtung der überlagerten Signale werden das Mess- und Referenzsignal hinsichtlich des zeitlichen Verlaufs der Amplitudendämpfung und der Phasenverschiebung ausgewertet.

Dabei ist vor allem die zweite Änderung im Messsignal von Interesse. Sie beginnt bei ca. $6\text{ }\mu\text{s}$ – Abb. 4.12 – und bleibt nach einem kurzen Anstieg für mehr als $2\text{ }\mu\text{s}$ konstant. Bei den weiteren Überlegungen wird davon ausgegangen, dass sich nach einer Zeit von etwas mehr als einer $1\text{ }\mu\text{s}$ eine leitende Schicht mit ausreichender Dicke auf der Oberfläche des Sensors ausgebildet

hat. Daher ist anzunehmen, dass die eigentliche Flugzeit des geheizten Materials im Bereich von $1\text{ }\mu\text{s}$ liegt. Damit liegt die Expansionsgeschwindigkeit im Bereich der bisher beobachteten Expansionsgeschwindigkeiten bei Experimenten mit Schwerionen geheizten Bleitargets am HHT-Messplatz. Bei der Bestimmung der Flugzeit bzw. der Expansionsgeschwindigkeit aus dem Messsignal handelt es sich allerdings um eine grobe Schätzung. Eine bessere Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeiten ist mithilfe einer Streak-Kamera zu erreichen. Für dieses Experiment stand jedoch keine Streak-Kamera am HHT-Messplatz zur Verfügung, weswegen eine genaue Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeit nicht möglich war. In Abbildung 4.11 ist eine Aufnahme einer Streak-Kamera aus einem anderen Experiment am HHT-Messplatz zu sehen. Dass dort die Expansionsgeschwindigkeit mehr als doppelt so groß ist, liegt neben der groben Abschätzung der Flugzeit auch an der höheren Energie der Schwerionen von 350 AMeV . Weiterhin ist in diesem Zusammenhang zu beachten, dass die Expansionsgeschwindigkeiten auch von der Pulsdauer und dem Strahldurchmesser des Ionenstrahls abhängig sind.

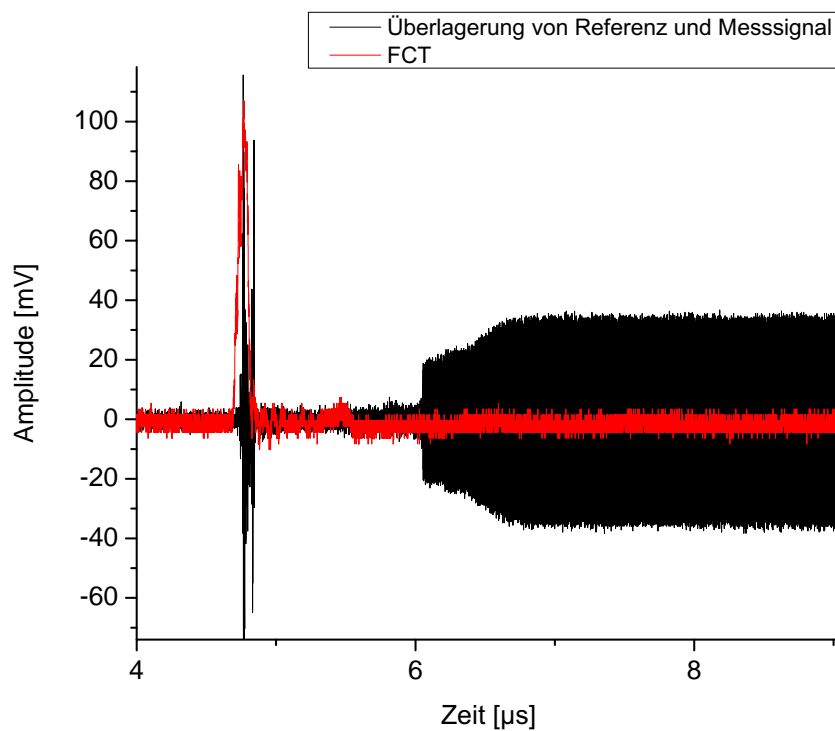


Abbildung 4.12: Die schwarze Kurve stellt die Überlagerung des Messsignals mit dem Referenzsignal während des Beschusses eines Bleitargets mit einem intensiven Schwerionenstrahl dar. Das Strahlprofil, welches mit dem Strahltransformator vor dem Eintrittsfenster der Targetkammer aufgenommen wurde, ist ebenfalls dargestellt – rote Kurve. Zeitgleich mit dem Eintreffen des Ionenstrahls ist eine erste Störung zu erkennen. Circa $1\text{ }\mu\text{s}$ später ändert sich das Messsignal in Amplitude und Phase und die Überlagerung von Mess- und Referenzsignal ist nicht mehr destruktiv.

In Abbildung 4.13 ist die Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzsignal angegeben, sowie der Verlauf der Amplitude des Messsignals dargestellt. Um die Phasendifferenz zu berechnen, wurde jeweils an das Referenz- und Messsignal eine Sinusfunktion der Form $A_0 \cdot \sin(\omega \cdot t + \phi) + y_0$ über zehn Perioden angepasst und dann, wie in Abschnitt 2.4 erläutert, vorgegangen. Die Wer-

te für die Amplitude wurden ebenfalls aus der Anpassung der Sinusfunktion gewonnen. Das Referenzsignal wurde einer zusätzlichen Analyse unterzogen, um seine exakte Frequenz zu bestimmen. Dies wird im nächsten Abschnitt erläutert.

Zum Zeitpunkt $6,05\ \mu\text{s}$ ist ein schneller Anstieg der Phasendifferenz auf ca. 58° und zeitgleich eine mittlere Dämpfung der Amplitude von $13,5\%$ zu beobachten. Der geschätzte maximale relative Fehler bei der Bestimmung der Phasendifferenz liegt bei 10% . Er ergibt sich aus den Reflexionen des Messsignals an den Verbindungen der Messelektronik. Der Fehler für die Amplitudendämpfung ergab sich aus dem Fehler der Anpassung an das Messsignal und liegt bei $0,06\%$. Eine Vergrößerung der Phasendifferenz zusammen mit einer Amplitudendämpfung wurde nach den Experimenten in Abschnitt 4.1 erwartet, wenn elektrisch leitendes Material die Sensoroberfläche bedeckt. Weiterhin ist davon auszugehen, dass das geheizte Material unter diesen Bedingungen im flüssigen Zustand vorliegt. Blei besitzt in der flüssigen Phase eine schlechtere Leitfähigkeit als im festen Zustand. Sie nimmt mit steigender Temperatur ab. Wenn das Blei in den gasförmigen Zustand übergeht, verliert es seine elektrische Leitfähigkeit. Die Werte für flüssiges Blei liegen nach (Gmelin, 1972), je nach Temperatur, zwischen $7,72 \cdot 10^5\ \text{S/m}$ bei $1295,15\ \text{K}$ und $5,81 \cdot 10^5\ \text{S/m}$ bei $2024,15\ \text{K}$. Die Werte werden dort mit einem Fehler von 3% und für einen Druck von $1,322 \cdot 10^3\ \text{Pa}$ angegeben. Auch wenn die experimentellen Bedingungen, unter denen diese Werte gemessen wurden, von denen abweichen, wie sie in dem Experiment mit dem durch einen Schwerionenstrahl geheizten Bleitarget auftreten, ist zu erwarten, dass die elektrische Leitfähigkeit Werte derselben Größenordnung annimmt.

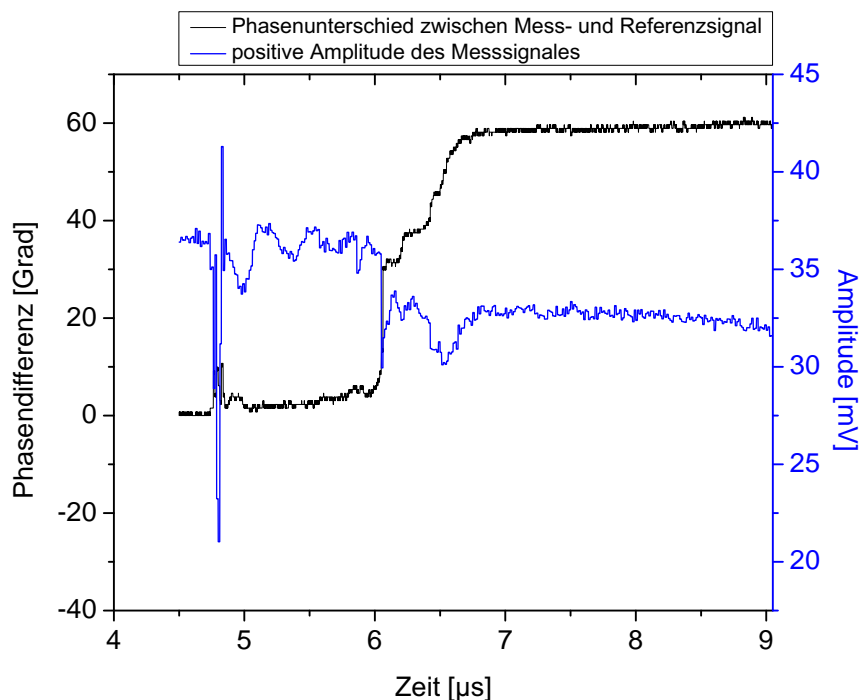


Abbildung 4.13: Zu sehen sind die Phasendifferenz zwischen Mess- und Referenzsignal und der Verlauf der positiven Amplitude des Messsignals. Bei $4,8\ \mu\text{s}$ ist die Störung durch den Ionenstrahl in beiden Signalen zu erkennen. Die Zeitspanne der Störung entspricht annähernd der Pulsdauer des Ionenpulses. Nach weiteren $1,24\ \mu\text{s}$ ist eine zweite deutliche Veränderung der beiden Signale zu erkennen, die sich in einem Phasensprung von bis zu 58° und einer mittleren Amplitudenabnahme von $13,5\%$ äußert. Die Werte bleiben dann für fast $2,4\ \mu\text{s}$ annähernd konstant.

Dass die gemessene Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung über einen langen Bereich von einigen Mikrosekunden konstant bleiben, kann darauf zurückgeführt werden, dass die Bedingungen in dem Bereich, in dem sich die Wirbelströme ausbreiten, konstant bleiben und es sich um elektrisch leitendes Material handelt. Im Vergleich zu den Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 fallen die Unterschiede für die Phasenverschiebung und Amplitudendämpfung in diesem Experiment deutlich größer aus, was sicherlich nicht ausschließlich auf die elektrische Leitfähigkeit des geheizten Materials zurückzuführen ist. Denn aufgrund der hohen Expansionsgeschwindigkeit wurde das Material zwischen die Leiterbahnen gedrückt, dass dies einen Einfluss auf die Phase und Amplitude des S_{11} -Parameters haben kann, wurde schon in Abschnitt 4.1 beim Vergleich der Ergebnisse aus der Messung mit Gallium und denen aus numerischen Computersimulationen vermutet. Wobei der Effekt auf die Phasendifferenz deutlich größer ist als auf die Amplitudendämpfung. Diese Annahme wird bestärkt durch das Ergebnis aus dem Experiment, in welchem der Sensor mit flüssigem Zinn unter dynamischen Bedingungen beschichtet wurde, siehe Abschnitt 4.2. Dort wurde beobachtet, dass sich das leitende Material zwischen die Leiterbahnen drückt und dies eine stärkere Zunahme der Amplitude und der Phase des S_{11} -Parameters zur Folge hat, als im Vergleich zu einer ebenen Beschichtung des Sensorkopfes, wie es bei den Messungen in Abschnitt 4.1 der Fall war, in denen Messungen an einer Zinnschicht durchgeführt wurden.

Um eine direkte Aussage über die elektrische Leitfähigkeit in dem Experiment mit einem schwerronegeheizten Target treffen zu können, sind die Messungen aus Abschnitt 4.1 deshalb nicht geeignet. Weiterhin konnte in den numerischen Computersimulationen, siehe Abschnitt 5, das leitende Material zwischen den Leiterbahnen nicht berücksichtigt werden, da dies eine zu dichte Netzgeometrie zur Folge gehabt hätte, deren Berechnung mit den zur Verfügung stehenden Computersystemen nicht möglich war. Die Ergebnisse der computergestützten numerischen Simulationen lassen sich aber mit den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 vergleichen. Eine weitere Auffälligkeit in dem Messsignal aus Abbildung 4.12 ist, dass der Einfluss durch die leitende Schicht sehr schnell auftritt. Innerhalb einer Periode von ca. $\approx 1,7$ ns ist ein Signal mit einer Amplitude von 0,2 V zu erkennen, zeitgleich erfolgt ein Sprung von 30° in der Phasendifferenz, siehe in Abb. 4.13. Nach den Ergebnissen aus den Experimenten in den Abschnitten 4.1 und 4.2 ist solch ein großer Phasensprung dadurch zu erklären, dass sich elektrisch leitendes Material zwischen den Leiterbahnen befindet. Wenn davon ausgegangen wird, dass das sich nähernde Targetmaterial, etwa eine Geschwindigkeit von 1 km/s besitzt und sich beim Eindringen die Geschwindigkeit in etwa verdreifacht – aufgrund der Verkleinerung des Querschnitts –, so sollte sich die Veränderung in der Phasendifferenz innerhalb von 3 ns einstellen.

Andere Experimente am HHT-Messplatz legen aber auch die Vermutung nahe, dass es sich bei dem geheizten Targetmaterial um ein nichtleitendes Gemisch aus gasförmigem und flüssigem Metall handeln kann. Dann wäre dieser sprunghafte Anstieg nicht durch das Eindringen des Materials zu erklären, sondern dadurch, dass dieses Gemisch beim Auftreffen auf die Sensoroberfläche durch Kompression von einem nichtleitenden Zustand in einen leitenden Zustand übergeht. Um diese Annahmen zu überprüfen, sind weitere Experimente mit neuen Sensoren geplant. Bei diesen zukünftigen Experimenten wird es dann möglich sein, neben der Expansionsgeschwindigkeit, auch die Größen Druck und Temperatur zu messen.

Die genaue Bestimmung der Frequenz des Referenzsignals ist besonders wichtig für die Auswertung der Messdaten. Die Vorgehensweise wird im Folgenden erläutert.

Eine Funktion der Form $A_0 + A_1 \cdot \cos(\omega \cdot t) + A_2 \cdot \sin(\omega \cdot t)$ wird an das digitalisierte Referenzsignal über ein möglichst großes Zeitintervall angepasst. Dabei ist zu berücksichtigen, dass während der Targetbestrahlung auch im Referenzsignal Störungen zu beobachten sind. Deswegen wurden zwei Zeitintervalle benutzt: $[0; 1,5] \mu\text{s}$ und $[5; 131] \mu\text{s}$. Die Wahl der Startwerte der Anpassungsparameter A_0 bis A_2 ist eher unkritisch, da die Funktion linear in diesen Parametern ist. Außerdem wurde das Signal schon vor der Anpassung so verschoben, dass A_0 praktisch null ist. Was die Wahl des Startwertes von ω betrifft, so ist es besonders wichtig, dass er so nah wie möglich an dem tatsächlichen Wert liegt, da die Anpassungsfunktion stark nichtlinear und periodisch in diesem Parameter ist. Weil im Experiment der Signalgenerator auf 850 MHz eingestellt wurde, und dieser Wert auch über die Fouriertransformation des Referenzsignals als gute Annäherung bestätigt wurde, lag der Startwert für ω bei $2\pi \cdot 8,5 \cdot 10^8 \approx 5,34071 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$. Das Resultat der Anpassung muss nicht unbedingt der Wirklichkeit entsprechen. Die Abweichung wurde mithilfe der gegenphasigen Überlagerung des ermittelten Signals mit dem experimentellen Signal überprüft, denn falls die Frequenzen der zwei Signale nicht genügend genau übereinstimmen, beobachtet man den Ansatz einer Schwebung in der Überlagerung. Wie genau die Übereinstimmung der zwei Frequenzen dadurch überprüft werden kann, hängt von der Stärke des Rauschens im experimentellen Signal ab. Der Einfachheit halber und ohne die Allgemeingültigkeit der folgenden Ableitung besonders einzuschränken, nehmen wir zunächst an, dass $A_0 = A_1 = 0$ und $A_2 = A$ sowohl für das gesuchte als auch für das ermittelte Signal gilt¹. Es seien außerdem ω_0 die tatsächliche und ω die ermittelte Frequenz. Die gegenphasige Überlagerung $u(t)$ der zwei Signale ist dann:

$$u(t) = A \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) + N(t) - A \cdot \sin(\omega \cdot t) = 2A \cdot \sin[(\omega_0 - \omega) \cdot t/2] \cdot \cos[(\omega_0 + \omega) \cdot t/2] + N(t).$$

In diesen Ausdrücken ist $N(t)$ das Rauschen im experimentellen Signal. Da wir den Fall untersuchen möchten, in dem ω nahe an ω_0 liegt, wird angenommen, dass $(\omega_0 - \omega) \cdot t \ll 1$ und $(\omega_0 + \omega)/2 \approx \omega_0$ sind. Somit folgt:

$$u(t) \approx 2A \cdot (\omega_0 - \omega) \cdot (t/2) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) + N(t) = A \cdot (\omega_0 - \omega) \cdot t \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) + N(t).$$

Wie zu erwarten, steigt die Amplitude der Schwebung linear mit der Zeit. Ist am Ende des betrachteten Zeitintervalls diese Amplitude groß genug, um die Schwebung sichtbar zu machen, so wird die ermittelte Frequenz als ungenau betrachtet und ein neuer Anpassungsschritt muss vorgenommen werden. Quantitativ kann man die Bedingung, dass die Schwebung nicht sichtbar wird, wie folgt ausdrücken:

$$A \cdot |\omega_0 - \omega| \cdot dt \leq 2 \cdot N_{rms},$$

¹ Im Allgemeinen gilt $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$

wobei dt die Dauer des Zeitintervalls und N_{rms} das RMS des Rauschens sind. Der Faktor zwei wurde empirisch festgelegt. Der obere Ausdruck kann auch wie folgt umgeformt werden:

$$|\omega_0 - \omega|/\omega_0 = |f_0 - f|/f_0 \leq 2 \cdot N_{rms}/(A \cdot dt \cdot \omega_0) = N_{rms}/(A \cdot \pi \cdot n),$$

wobei $n = dt \cdot f_0$ die Anzahl der Perioden im Zeitintervall dt ist. Eine gute Schätzung von N_{rms} ergibt sich direkt aus $u(t)$, wenn dieses Signal keine sichtbare Schwebung mehr aufweist. In diesem Fall gilt $N_{rms} \approx \text{RMS}[u(t)]$.

Für das Referenzsignal im Zeitintervall $[5; 131] \mu\text{s}$ ergibt die Anpassung, für die keine Schwebung mehr zu beobachten ist, folgende Parameterwerte:

$$\omega = 5,340715 \cdot 10^9 \text{ rad/s}$$

$$A_0 = -2,23768 \cdot 10^{-8} \text{ V}$$

$$A_1 = 0,00927353 \text{ V}$$

$$A_2 = 0,0725564 \text{ V}.$$

Daraus können die Amplitude und Phase des ermittelten Signals bestimmt werden:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2} = 0,073147 \text{ V}$$

$$\phi = \arctan(A_1/A_2) = 0,127122 \text{ rad}.$$

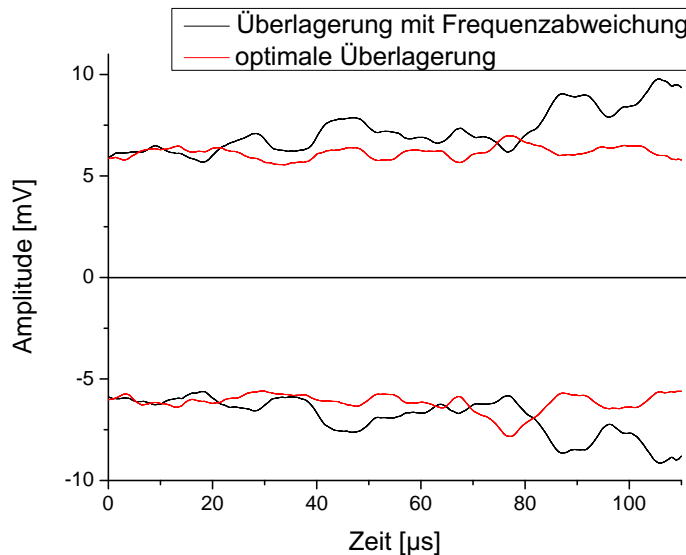


Abbildung 4.14: Die gegenphasigen Überlagerungen des experimentellen Referenzsignals mit angepassten Referenzsignalen, die keine Störungen mehr enthalten. Aus Übersichtsgründen werden nur die Einhüllenden der Signale gezeigt. Bei dem roten Signal handelt es sich um eine Anpassung mit optimalen Parametern, während es sich bei dem schwarzen Signal um eine Anpassung handelt, deren Frequenz im Vergleich zum optimalen Wert um 74 Hz verschoben wurde. Schon bei dieser relativ kleinen Frequenzabweichung ist eine beginnende Schwebung zu erkennen.

Aus der Überlagerung mit dem experimentellen Referenzsignal folgt $N_{rms} \approx 0,002133 \text{ V}$, somit ist der relative Fehler in der Frequenz etwa:

$$2 \cdot \frac{0,002133}{0,073147} \cdot (1,26 \cdot 10^{-4} \cdot 5,340715 \cdot 10^9)^{-1} = 8,7 \cdot 10^{-8},$$

das entspricht $8,7 \cdot 10^{-6} \%$. In der Abbildung 4.14 werden zwei unterschiedliche Überlagerungsergebnisse gezeigt. Das eine für die ermittelte Frequenz und das andere für eine Frequenz, die von der ermittelten um $N_{rms}/(A \cdot \pi \cdot dt) \approx 74 \text{ Hz}$ abweicht. Die beginnende Schwebung ist im Falle der abweichenden Frequenz deutlich sichtbar und zeigt damit, wie sensitiv die Überlagerung auf relativ kleine Frequenzverschiebungen reagiert. Für das Zeitintervall $[0; 1,5] \mu\text{s}$ werden Parameterwerte erhalten, die sehr Nahe an denen aus dem Zeitintervall $[5; 131] \mu\text{s}$ liegen. Allerdings ist die Genauigkeit der Frequenzbestimmung um den Faktor 50 schlechter, wegen der wesentlich kürzeren Dauer dieses Intervalls. Das Endresultat der Analyse des Referenzsignals lautet daher wie folgt:

$$\begin{aligned} f &= 850001191 \pm 74 \text{ Hz} \\ A &= 0,07306 \pm 8,525 \cdot 10^{-5} \text{ V} \\ \phi &= 0,12738 \pm 5,73 \cdot 10^{-4} \text{ rad.} \end{aligned}$$



5 Simulationen

Für eine Kalibrierung der Sensoren müssen die Reflexionseigenschaften des Messsensors bei der eingesetzten Messfrequenz in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit des Metallniederschlags bekannt sein, um bei einem Experiment mit einem durch Schwerionen geheizten Material Aussagen über die elektrische Leitfähigkeit machen zu können. Eine Möglichkeit für die Kalibrierung besteht darin, den Sensor mit Materialien bekannter Leitfähigkeit zu beschichten, um die Reflexionseigenschaften für einzelne Leitfähigkeiten zu bestimmen. Wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ist dies mit einem hohen Aufwand verbunden. Hinzu kommt noch, dass sich die elektrischen Leitfähigkeiten der festen Leiter bei Zimmertemperatur in einem Bereich, der eine Größenordnung überbrückt, liegen (Fischer, 2007) und Leitfähigkeiten flüssiger Metalle und dichter Plasmen, wie sie in Experimenten mit intensiven Schwerionen vorkommen, außerhalb dieses Bereiches liegen (Udrea *et al.*, 2006a,b). Dies legt nahe, sich dieser Fragestellung in analytischer Form zu nähern und das Frequenzverhalten des Sensors in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit der leitenden Beschichtung zu berechnen. Dabei ergibt sich das Problem, dass die Berechnung elektromagnetischer Felder und deren Wechselwirkung mit der Umgebung in der Regel für einfache Fälle möglich ist, in denen die Materialverteilung möglichst homogen und die Symmetrie der Strukturen möglichst groß sind, für die meisten praktischen Probleme ist dies jedoch nicht der Fall, sodass eine Lösung der Maxwell'schen Gleichungen oftmals nicht mehr durch eine analytische Beschreibung zu erreichen ist, und daher auf numerische Berechnungsverfahren zurückgegriffen werden muss.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mithilfe numerischer Computersimulationen das Frequenzverhalten des S_{11} -Parameters und die Verteilung der Wirbelstromdichten untersucht. Die Ergebnisse für die Berechnung des S_{11} -Parameters bei einer Zinn- bzw. Galliumbeschichtung wurden schon in Abschnitt 4.1 vorgestellt und diskutiert. In diesem Kapitel wird daher noch auf die Berechnungen für die Wirbelstromverteilungen bei zwei unterschiedlichen Frequenzen eingegangen.

Die Berechnungen für alle numerischen Computersimulationen im Rahmen dieser Arbeit wurden auf einem Computersystem mit einer „Intel Xeon E5430“-CPU und einem Arbeitsspeicher von 16 GB ausgeführt. Die Simulationszeit für eine Simulation betrug bis zu sieben Tage, was auf die dichte und komplizierte Gitterstruktur zurückzuführen ist. Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über numerische Berechnungsverfahren gegeben, bevor auf das Computerprogramm und seine, in dieser Arbeit relevanten, Besonderheiten eingegangen wird. Anschließend werden die Ergebnisse zur Berechnung der Wirbelstromverteilungen vorgestellt und diskutiert.

Numerische Berechnungsverfahren

Numerische Berechnungsverfahren basieren auf der Zerlegung der zu untersuchenden Struktur in kleinere Volumina bzw. Flächenelemente, sodass Inhomogenitäten der Struktur vernachlässigt werden können und man von Gebieten bzw. Volumina mit räumlich kontinuierlichen elektromagnetischen Feldern ausgehen kann. Einen tieferen Einblick in die verschiedenen numerischen Berechnungsverfahren gibt unter anderem (Ida, 1995).

Einen ersten Ansatz für die Diskretisierung der Maxwellgleichungen auf einem Gitter für Lösungen im Zeitbereich liefert (Yee, 1966). Dies wird auch als Finite-Differenzen-Methode bezeichnet. Ein weiteres Verfahren, das sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich angewendet werden kann, geht auf (Weiland, 1998, 1977) zurück. Dabei werden die Maxwellschen Gleichungen von einer kontinuierlichen Basis auf ein diskretes und duales Gittersystem abgebildet. Die integrale Darstellung der Maxwellschen Gleichungen wird dabei direkt auf die Gitterzellen angewendet, daher wird dieses Verfahren auch als „Methode der finiten Integration“ (FIT-Methode) bezeichnet (Weiland, 2003).

Ein weiteres Diskretisierungsverfahren ist die Randelementmethode. Bei der Randelementmethode wird der Rand bzw. die Oberfläche eines Gebietes oder einer Struktur diskretisiert und nicht das ganze Volumen. Die unbekannten Zustandsgrößen befinden sich dabei auf dem Rand der zu untersuchenden Struktur. Sie beinhalten auch den Einfluss der Größen innerhalb der Struktur. Dies führt dazu, dass das ursprüngliche Problem in 3D auf ein Problem in 2D reduziert wird. Somit entfällt die Diskretisierung des Volumens.

5.1 CST Microwave Studio

Die Firma Computer Simulation Technology AG (CST) stellt mit ihrem Computerprogramm CST Microwave Studio ein 3D-Simulationsprogramm zur numerischen Simulation der Maxwellschen Gleichungen auf Basis der FIT-Methode bereit. Die in dieser Arbeit präsentierten numerischen Computersimulationen wurden mit diesem Programm berechnet. Mit der Simulationssoftware lassen sich neben den Stromdichten in leitenden Materialien auch die Reflexionsparameter, speziell der S_{11} -Parameter, Abschnitt 2.3, berechnen. Das Programm besteht zum einen aus einer 3D-CAD Oberfläche, in die sich die Geometrie des zu untersuchenden Aufbaus sehr einfach eingeben lässt, Abb. 5.1, sodass ein schnelles Erstellen komplexer Strukturen möglich ist. Zum anderen beinhaltet es eine ganze Reihe verschiedenartiger numerischer Lösungsverfahren, unter anderem einen Zeitbereichslöser „Transient Solver“ und einen Frequenzbereichslöser „Frequency Solver“.

Für die numerischen Simulationen in dieser Arbeit wurde ausschließlich der Frequenzbereichslöser benutzt. Zur Diskretisierung der Struktur stehen dem Frequency Solver zwei Arten von 3D-Gittern zur Verfügung, zum einen lässt sich die Struktur in Hexaeder zerlegen „Hex-Mesh“ oder in Tetraeder „Ted-Mesh“, Abb.5.2. Da bei einem Hexaedergitter die Netzebenen orthogonal aufeinander stehen, können runde Strukturen schlecht aufgelöst werden. Mit Tetraedern lässt sich eine bessere Anpassung an die untersuchte Struktur erreichen, sodass ein Tetraedernetz deutlich weniger Zellen benötigt als ein Netz aus Hexaedern. Für die Simulation in dieser Arbeit wurde ausschließlich ein Tetraedernetz zur Diskretisierung verwendet. Je feiner man das Gitter wählt, desto exakter wird die Rechnung, was dann allerdings die Rechenzeit drastisch verlängert.

Simulationsmodelle

Die Simulationen in Abschnitt 4.1 wurden als „parameter sweep“ berechnet. Bei dieser Option können keine 2D- oder 3D-Felder abgespeichert werden. Aus diesem Grund musste die Simulation für die Berechnung der Felder und Wirbelstromdichten wiederholt werden. Da bei der zweiten Simulation die S-Parameter nicht weiter von Interesse waren, wurde der Abstand zwischen den Leiterbahnen vergrößert, sodass der Sensorkopf eine Gesamtbreite von 1000 μm

hatte. Dies reduzierte die Simulationszeit um etwas weniger als zwei Tage. Es zeigte sich, dass dadurch die Aussagen über die laterale Wirbelstromverteilung nicht weiter eingeschränkt werden.

Dies ist der wesentliche Unterschied zwischen dem Modell für die Simulationen aus Abschnitt 4.1 und dem Modell für die Simulationen aus diesem Kapitel. Ansonsten waren die Abmessungen für die Leiterbahn in beiden Modellen identisch und entsprachen denen des Messensors aus Abschnitt 3.3. Alle anderen Parameter waren, abgesehen von den verschiedenen elektrischen Leitfähigkeiten der leitenden Schicht, die im Simulationsmodell den Metallniederschlag repräsentiert, für beide Simulationsmodelle ebenfalls identisch. Im Folgenden ist daher von einem bzw. dem Simulationsmodell die Rede.

Um die Struktur anzuregen, bietet das Programm die Möglichkeit, diese mit sogenannten Ports zu verknüpfen, wobei im Rahmen dieser Arbeit bei allen Simulationen ein diskreter Port verwendet wurde. Dieser war, wie in Abb. 5.1 zu sehen ist, an der Innenseite der beiden Kontaktfähnen des Sensors verknüpft. Somit wurde bei der Simulation der Einfluss der Zuleitungslänge mit berücksichtigt.

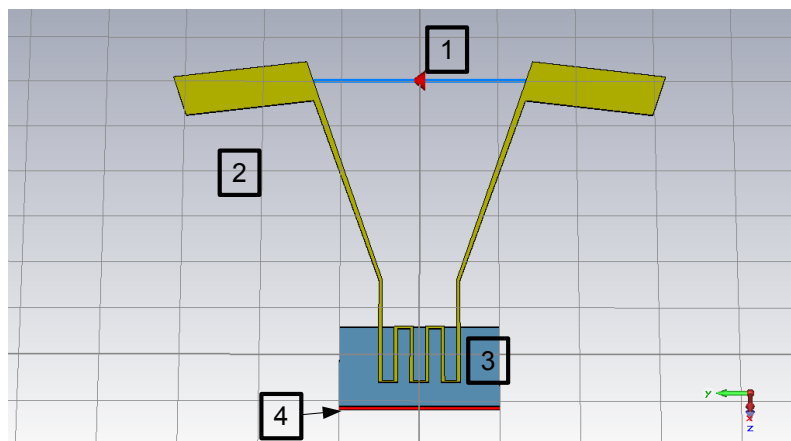


Abbildung 5.1: Die 3D-CAD-Ansicht des Simulationsmodells. (1) Der diskrete Port, der die Struktur anregt. Er ist mit den Kontaktflächen verknüpft, an denen im Experiment das Kabel angeschlossen wird. (2) Die Leiterbahnen. (3) Die 2 µm dicke Saphirschutzschicht in blau. (4) Die leitfähige Schicht in rot.

Die Leiterbahn des Sensors besteht aus einer Mehrmetallbeschichtung, in der unterschiedlich dicke Schichten aus Gold und Titan übereinander gelegt wurden – siehe Abschnitt 3.3. In der Simulation wurde dies nicht berücksichtigt, da die Auflösung der 100 nm Titanschichten zu einem extrem dichten Netz mit zu vielen Zellen geführt hätte. Daher wurde der Leiter als homogen angenommen und für die elektrische Leitfähigkeit wurde der Wert von Gold gewählt. Für die Leiterbahn wurde der Materialtyp „lossy metal“ verwendet, dabei werden ausschließlich die Felder an der Oberfläche berechnet und das Innere der Struktur wird nicht weiter berücksichtigt. Somit wird auch eine Diskretisierung im Inneren der Struktur überflüssig und es müssen weniger Gitterzellen berechnet werden. Bei diesem Materialtyp wird dadurch keine Stromverteilung im Leiter selbst berechnet. Dies ist der Grund warum für die leitende Schicht der Materialtyp „normal“ verwendet wurde. Die leitende Schicht wurde in der Simulation durch einen Quader mit den Abmessungen $2000\text{ }\mu\text{m} \times 1700\text{ }\mu\text{m} \times 50\text{ }\mu\text{m}$ realisiert. Der obere Bereich des leitenden Blocks wurde in drei einzelne Schichten mit einer Dicke von je $1\text{ }\mu\text{m}$ und zwei weiteren Schichten mit einer Dicke von jeweils $2\text{ }\mu\text{m}$ unterteilt. Somit wurde die Auflösung in dem Bereich der

Struktur erhöht, in dem die zu erwartenden Eindringtiefen liegen – für die Leitfähigkeiten von Zinn und Gallium. Die weiteren $43\text{ }\mu\text{m}$ bestanden aus einer einzigen Schicht. Die Schichtdicke von $50\text{ }\mu\text{m}$ wurde so gewählt, dass sie deutlich größer als diese Eindringtiefen ist. In den Experimenten aus den Abschnitten 4.1 bis 4.3 war ebenfalls ein Teil der Zuleitungen von ca. 1 mm Länge unterhalb des Mäanders leitfähigem Material ausgesetzt, siehe Abb. 4.9. Dies wurde in der Simulation nicht berücksichtigt, um die für die Berechnung benötigte Zeit zu verkürzen. Die gute Übereinstimmung der Berechnungen mit den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 zeigt, dass diese Vereinfachung gerechtfertigt ist, denn die gemessenen Amplituden des S_{11} -Parameters weichen nur um wenige Prozent von den berechneten Ergebnissen ab. Für die Phase des S_{11} -Parameters lässt sich ein ähnliches Ergebnis feststellen, denn die berechnete Phasendifferenz, für eine Beschichtung mit Zinn, weicht nur geringfügig von der gemessenen Phasendifferenz ab. Die Saphirschicht zwischen der Leiterbahn und der leitenden Schicht wurde in drei einzelne Schichten gleicher Dicke unterteilt. Die dünnen Schichtungen der Strukturen führten zu einem zu der langen Simulationszeit von mehreren Tagen, waren aber zum anderen nötig, um eine bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 zu erzielen.

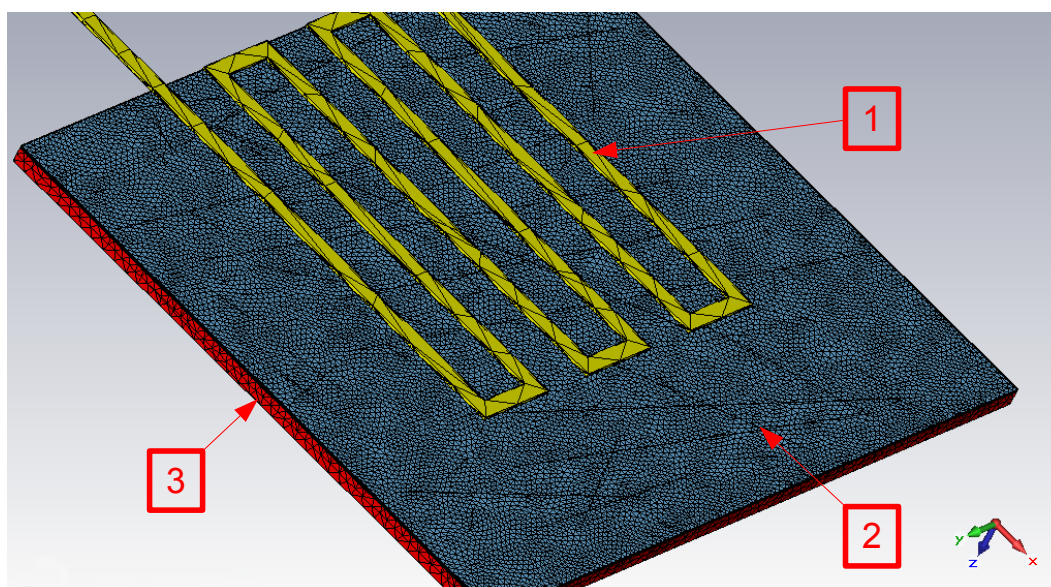


Abbildung 5.2: Die Gitterstruktur des Simulationsmodells, wie es für die numerischen Computersimulationen zur Wirbelstromverteilung verwendet wurde. Bei den Leiterbahnen (1) wurde eine gröbere Gitterstruktur verwendet als für die leitende Schicht. Die Saphirschutzschicht (2) zwischen Leiterbahnen und dem leitfähigen Material (3) wurde aus drei dünnen Schichten aufgebaut. Das leitfähige Material wurde ebenfalls in mehrere Schichten verschiedener Dicke unterteilt, um die Auflösung nahe der Oberfläche zu erhöhen.

5.2 Wirbelstromverteilung

Für die Berechnung der Wirbelstromverteilung im leitenden Medium wurden numerische Computersimulationen für Frequenzen von 0,1 GHz und 1 GHz durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abb. 5.3 bis 5.6 zu sehen. Dort ist die maximale Amplitude der Feldverteilungen dargestellt. Zudem wurde der Maximalwert auf eins normiert, da ausschließlich die Feldverteilungen von Interesse sind. Die leitende Schicht hatte die elektrische Leitfähigkeit von Zinn – $8,77 \cdot 10^6$ S/m (Lide, 2006). Die Verteilungen der Wirbelstromdichten in den Abb. 5.3 bis 5.5 sind immer für eine Tiefe von $2,5 \mu\text{m}$ unterhalb der Oberfläche angegeben.

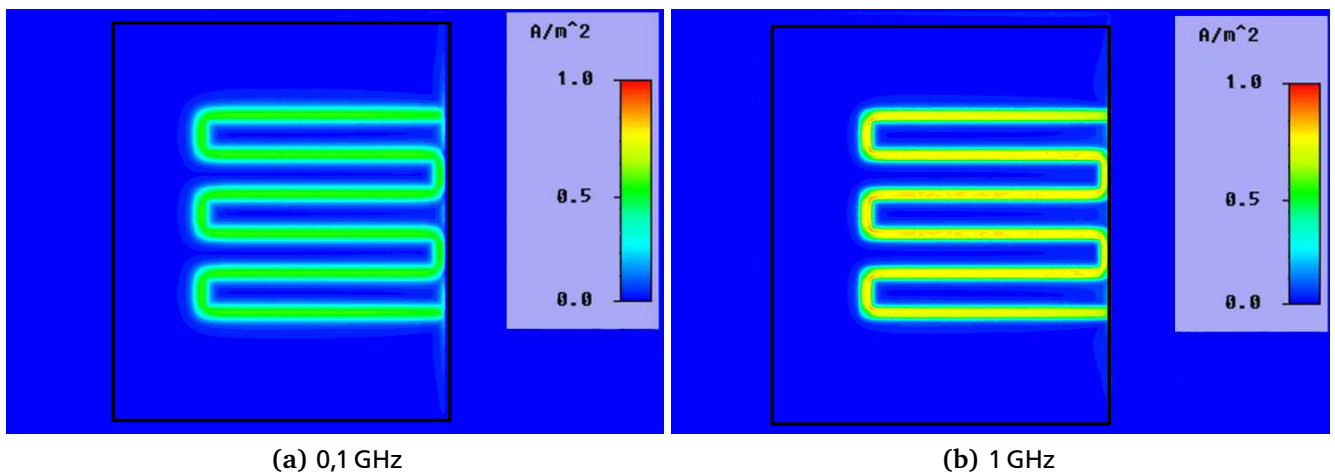


Abbildung 5.3: Verteilung der Wirbelstromdichte bei einer Tiefe von $2,5 \mu\text{m}$ für zwei verschiedene Frequenzen. Gut zu erkennen ist, dass die Stromdichten bei höherer Frequenz und gleicher Tiefe zunehmen. Ebenfalls gut zu erkennen ist, dass sich die Wirbelströme entlang der Leiterbahnen ausbreiten, und somit die Breite der leitenden Schicht groß genug war, um Randeffekte zu vernachlässigen.

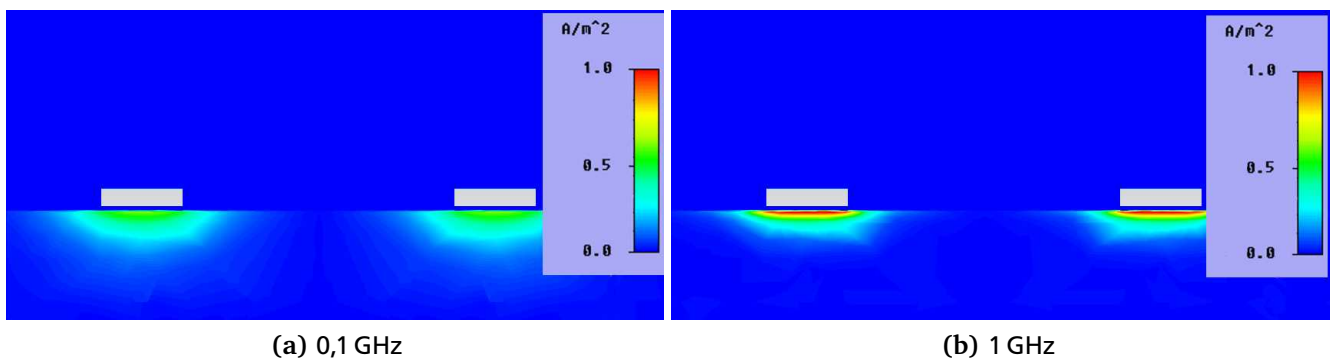


Abbildung 5.4: Schnitt durch die Leiterbahn des Sensors und das leitende Medium. Abgebildet ist die Verteilung der Wirbelstromdichte für zwei unterschiedliche Frequenzen. Im Vergleich zu Abb. 5.3, in der die seitliche Verteilung gezeigt wird, ist hier die Wirbelstromverteilung in Abhängigkeit von der Eindringtiefe zu sehen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Eindringtiefe für die höhere Frequenz kleiner ist. In den Verteilungen selbst sind kleine Spitzen zu erkennen, diese sind auf Artefakte einer ungenauen Gitterstruktur zurückzuführen. Für das Innere des Leiters wurden keine Feldverteilungen berechnet.

Die seitliche Wirbelstromverteilung ist in Abb. 5.3 für die gesamte Fläche und in Abb. 5.4 für einen Schnitt in der Mitte des mäanderförmigen Sensorkopfes dargestellt. Es zeigt sich in beiden Abbildungen, dass sich die Wirbelstromverteilung nur unterhalb des Sensorkopfes entlang der Leiterbahnen ausbildet und nur eine sehr geringe seitliche Ausdehnung besitzt. Dies wird ebenfalls durch Abb. 5.5 bestätigt. Dort sind zwei Linienprofile aus Abb. 5.3 für die beiden Frequenzen dargestellt. Hier zeigt sich, dass die Wirbelstromdichte nach außen hin innerhalb weniger Mikrometer abfällt. Dies gilt auch für die Simulationen aus Abschnitt 4.1, bei denen der Abstand zwischen den Leiterbahnen $85\text{ }\mu\text{m}$ betrug.

In den Abb. 5.3 bis 5.5 ist zu erkennen, dass sich die Wirbelstromverteilung zwischen beiden Leitern auf null zurückgeht. Die Richtung der Wirbelströme ist dabei so gerichtet, dass sie die Lenzsche Regel erfüllen.

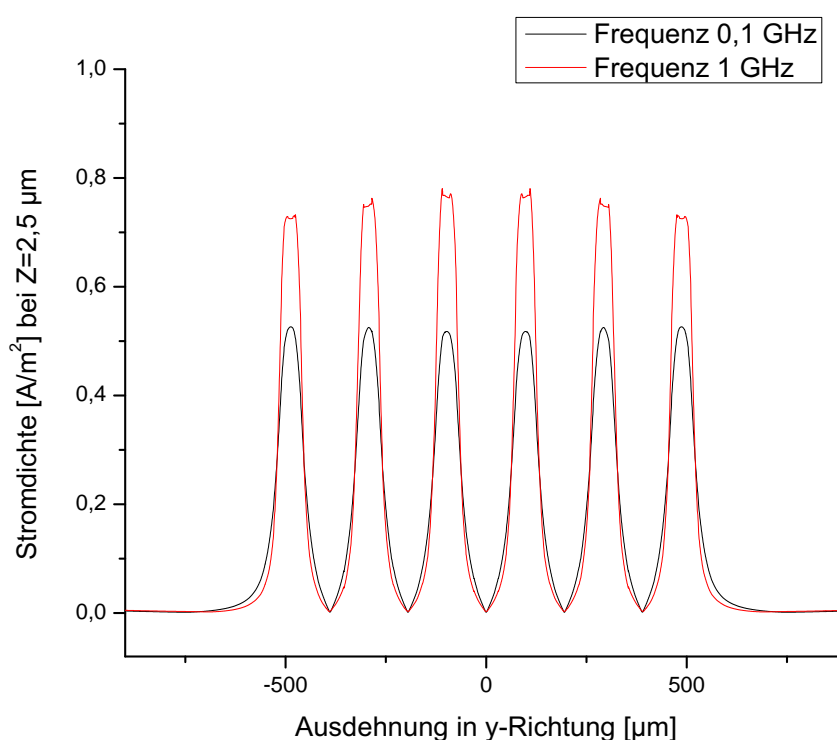


Abbildung 5.5: Linienprofil der Wirbelstromdichte für zwei unterschiedliche Frequenzen in einer Tiefe von $2,5\text{ }\mu\text{m}$. Zum einen ist zu erkennen, dass die Wirbelstromdichte annähernd dieselbe Abmessung hat wie der Sensorkopf, zum anderen, dass sie für die höhere Frequenz von 1 GHz einen größeren Wert besitzt.

Eindringtiefe

Gemäß den Überlegungen in der Herleitung zu Gleichung 2.53 fällt ein durch ein zeitlich variables Magnetfeld induzierter Wirbelstrom exponentiell ab. Dieses Verhalten wird durch die numerische Computersimulation sehr gut wiedergegeben, wie man es der Abbildung 5.6 entnehmen kann. Dort sind neben dem Verlauf der Wirbelstromdichte auch die Eindringtiefen eingezeichnet. Diese Eindringtiefen wurden mit der Gleichung 2.53 berechnet. In Übereinstimmung mit

der Theorie sind die aus der Simulation berechneten Werte bei diesen Eindringtiefen auf $1/e$ des Maximalwertes abgefallen.

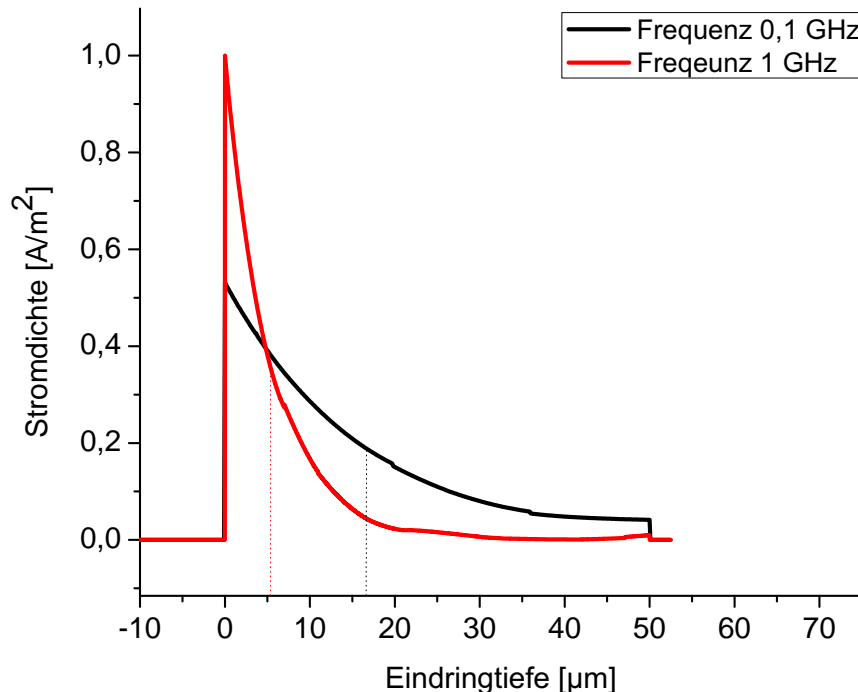


Abbildung 5.6: Verlauf der Wirbelstromdichte entlang einer Linie senkrecht zur Oberfläche, für zwei unterschiedliche Frequenzen im leitenden Medium mit der Leitfähigkeit von Zinn. Die Koordinate der Oberfläche wurde dabei als null gewählt, dort hat die Stromdichte ihr Maximum. Die Verteilung endet bei 50 µm, was der Dicke der Schicht entspricht. Übereinstimmend mit den Überlegungen zu Gleichung 2.53 fällt die Verteilung exponentiell ab. Die gestrichelten Linien markieren die Positionen der Eindringtiefen. Dort ist die Verteilung auf $1/e$ des Maximalwertes abgefallen.

5.3 Diskussion der Ergebnisse

Abschließend lässt sich festhalten, dass die numerischen Computersimulationen sich gut eignen, um die Wirbelstromverteilungen zu berechnen. Sie geben den Verlauf der Wirbelstromdichte, in Abhängigkeit von der Eindringtiefe, in Übereinstimmung mit dem Verlauf wieder, der sich aus der Herleitung zur Gleichung 2.53 ergibt. Der Vergleich der Simulationen mit den experimentellen Ergebnissen aus Abschnitt 4.1 zeigt, dass sich die Hochfrequenzeigenschaften bzw. der S_{11} -Parameter des Sensors in Abhängigkeit verschiedener Leitfähigkeiten berechnen lassen. Auf der anderen Seite erwies sich die Diskretisierung der durch das Sensordesign vorgegebenen Struktur als schwierig, da hier sehr kleine Abmessungen auftreten. Die Dauer für eine Simulation betrug etwa zwölf Tage. Um die Simulationszeit zu verkürzen, wurde die automatische Netzanpassung – „mesh adaption“ –, die das Netz vor einer Simulation immer weiter verfeinert, deaktiviert. Dieser Schritt wird für große Berechnungen mit extrem langen Simulationszeiten von der Software unterstützt, es ist allerdings darauf zu achten, dass eine entsprechende Verfeinerung des Netzes in den relevanten Bereichen des Modells vorgenommen wird. Dies wurde

in dem hier besprochenen Modell durch die dünne Schichtung der Spahirschutzschicht, wie auch der leitenden Schicht, erreicht. Dadurch verkürzte sich die Dauer für eine Simulation auf durchschnittlich sieben Tage. Aus diesem Grund wurden alle Simulationen ohne automatische Netzverfeinerung durchgeführt. Des Weiteren war es nicht möglich, leitendes Material zwischen den Leiterbahnen des Mäanders zu berücksichtigen, wie es bei den Experimenten in den Abschnitten 4.1 und 4.2 auftritt. Der Grund hierfür ist, dass leitendes Material zwischen den Leiterbahnen zu einer erhöhten Komplexität der Gitterstruktur führt. Denn für dieses Material muss ebenfalls eine dünne Schichtung für die Saphirschutzschicht und das leitende Material vorgenommen werden, wie es in dem verwendeten Modell für eine flach aufliegende Schicht der Fall war.

Dies zeigt die Grenzen des Simulationsmodells auf. Die Frage, ob ein leistungsfähigeres Computersystem dieses Problem umgehen kann, oder ob eine andere Netzstruktur als ein Tetraedernetz bzw. ein anderes numerisches Berechnungsverfahren verwendet werden muss, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden. Aber für die Interpretation zukünftiger Messungen und einer Kalibrierung sind numerische Computersimulationen, die auch das Material zwischen den Leiterbahnen berücksichtigen können, unverzichtbar.

6 Schlussfolgerung und Ausblick

Kontaktfreie Messungen der elektrischen Leitfähigkeit stellen eine hervorragende Ergänzung zu Messungen anhand der Vier-Punkt-Methode dar. Sie besitzen vor allem zwei Vorteile gegenüber Kontaktmethoden. Zum einen wird die Störung durch den intensiven Schwerionenstrahl deutlich reduziert. Zum anderen erfolgt die Messung aufgrund der Messfrequenz nur in einem sehr dünnen Bereich entsprechend der Eindringtiefe. Dadurch wird nicht nur eine bessere Homogenität der Bedingungen im Messbereich gesichert, sondern die Ergebnisse lassen sich auch besser mit Temperatur- und Druckmessungen korrelieren.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau zur zeitaufgelösten und kontaktfreien Messung der elektrischen Leitfähigkeit von Materie unter extremen Zuständen, welche durch Bestrahlung von Festkörpertargets mit intensiven, relativistischen und stark fokussierten Schwerionenstrahlen erzeugt wurden, entworfen, aufgestellt und getestet. Das Messprinzip des Aufbaus basiert auf der Einkopplung von Wirbelströmen in das zu untersuchende Material und der damit verbundenen Impedanzänderung eines Sensors. Hierfür wurde ein spezieller Sensor entworfen und charakterisiert, sowie eine elektrische Schaltung entwickelt, die eine Messung der Reflexionseigenschaften des Sensors ermöglicht. Diese erreicht unter den experimentellen Bedingungen am Hochtemperaturmessplatz HHT der Plasmaphysikgruppe der GSI eine sehr gute Zeitauflösung im Nanosekundenbereich.

Experimentelle Untersuchungen mit Metallen bekannter Leitfähigkeit bestätigten die Ergebnisse in numerischen Computersimulationen. Dies zeigt, dass der entwickelte Sensor den gestellten Anforderungen genügt und kontaktfreie Messungen der elektrischen Leitfähigkeit möglich sind. Um den Sensor und die Messelektronik unter dynamischen Bedingungen zu testen, wurde ein Messstand für Untersuchungen an flüssigen, beschleunigten Metallen entworfen und hergestellt. Des Weiteren wurde ein Targetdesign entwickelt, das es erlaubt, den Sensor in Messungen an einem durch Schwerionen induzierten Plasma einzusetzen. In einem ersten Experiment am HHT-Messplatz konnte das Targetdesign zusammen mit dem Sensor erfolgreich getestet werden. Das gemessene Signal entsprach den Erwartungen. Bei diesem Targetdesign wurde auch darauf geachtet, dass eine zeitgleiche Messung von Druck, Temperatur und elektrischer Leitfähigkeit möglich ist.

Der experimentelle Aufbau, der im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde, und die damit gewonnenen Erkenntnisse stellen einen hervorragenden Ausgangspunkt für zukünftige Messungen der elektrischen Leitfähigkeit, simultan zu Druck- und Temperaturmessungen von Materie hoher Energiedichte, dar. Solche Messungen können auch im Rahmen der Experimente des GSI Zukunftsprojektes FAIR durchgeführt werden, wobei dann ebenfalls die Untersuchung der Dichte mittels Protonenradiographie möglich sein wird. So kann der komplette Satz von Zustandsgrößen und ein grundlegender Transportkoeffizient erfasst werden.

Im Weiteren wird beschrieben, welche Veränderungen notwendig sind, um die Messungen mit den entwickelten Sensoren zu verbessern.

Die maximale Messfrequenz der entwickelten Messelektronik war im Wesentlichen durch den eingesetzten A/D-Wandler auf weniger als 1 GHz beschränkt. Um die Zeitauflösung zu erhöhen und die Eindringtiefen der Wirbelströme weiter zu verringern, müssen größere Messfrequenzen als 1 GHz eingesetzt werden. Um Frequenzen größer als 1 GHz einsetzen zu können, ist im Wesentlichen eine Erhöhung der Abtastrate des A/D-Wandlers nötig.

Bei dem in Abschnitt 4.2 beschriebenen Experiment erwiesen sich die Schwankungen beim Auslösen der eingesetzten Lichtschranke als zu groß, um das Auftreffen des flüssigen Materials auf dem Sensor bis auf einige zehn Mikrosekunden bestimmen zu können. Dies lässt sich durch eine speziell für diese Anlage konstruierte Lichtschranke umgehen. Dabei ist es wichtig, dass die eingesetzte Photodiode eine möglichst kurze Ansprechzeit besitzt. Zudem sollte die Lichtschranke das ankommende Material möglichst dicht am Sensor detektieren. Dies lässt sich am besten dadurch erreichen, dass sie direkt in die Halterung für den Sensor integriert wird.

Computersimulationen

Es wurden aufwendige numerische Computersimulationen durchgeführt, um das Verhalten des Sensors auch für Leitfähigkeiten zu untersuchen, die experimentell nicht unter genau kontrollierten Bedingungen eingesetzt werden können.

Aus technischen Gründen konnte aber das Eindringen des Materials zwischen den Leiterbahnen des Sensors nicht berücksichtigt werden. Somit ließ sich die Messung an schwerionengeheiztem Material nicht endgültig auswerten. Es konnte allerdings gezeigt werden, dass das eingedrungene Material einen starken Einfluss auf die Reflexionseigenschaften des Sensors hat. Für die Interpretation zukünftiger Messungen bzw. für eine Kalibrierung sind numerische Computersimulationen, die auch das Material zwischen den Leiterbahnen berücksichtigen können, unverzichtbar.

Ein Möglichkeit zur Realisierung bietet zum einen die Verwendung eines leistungsfähigeren Computersystems als das, welches im Rahmen dieser Arbeit zur Verfügung stand. Damit könnten vor allem die sehr langen Simulationszeiten verkürzt werden. Zum anderen muss auch die Frage untersucht werden, inwieweit eine andere Netzstruktur als ein Tetraedernetz, bzw. ein anderes numerisches Berechnungsverfahren, verwendet werden muss, um die Simulation zu optimieren. Eine Untersuchung dieser Frage sollte auch eine Abschätzung beinhalten, inwieweit sich der Aufwand lohnt, ein eigens für das Sensordesign entwickeltes Programm für die numerischen Simulationen zu entwickeln und einzusetzen.

Die Herstellung der Sensoren erwies sich als technologisch sehr anspruchsvoll, sodass die Anzahl der Sensoren, die für experimentelle Untersuchungen zur Verfügung standen, gering war. Weitere Experimente mit neuen Sensoren sind unverzichtbar, um die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse weiter fortzuführen. Hierfür wäre eine weniger kostenintensive Sensorherstellung mit höherer Präzision sinnvoll. Denn für eine endgültige Kalibrierung ist es besonders wichtig, den Einfluss des elektrisch leitenden Materials zwischen den Leiterbahnen auf die Reflexionseigenschaften des Sensors zu bestimmen.

Vorstellbar wäre hier ein Experiment, ähnlich wie in Abschnitt 4.1, in dem der Sensor mit flüssigen Metallen beschichtet wird. Die Messung an dieser Schicht wird dann mit einer Messung an einer Beschichtung verglichen, bei der auf das Metall noch im flüssigem Zustand ein Druck ausgeübt wird, der ausreicht, um das Metall zwischen die Leiterbahnen zu drücken. Dies lässt sich ohne Probleme im Rahmen einer Messung durchführen, indem die zuvor feste Metallschicht wieder verflüssigt und dann zwischen die Leiterbahnen gepresst wird. Wenn die flüssige Metallschicht wieder in die feste Phase übergegangen ist, wird die Messung wiederholt. Dabei ließen sich dann auch Phasenübergänge zwischen fester und flüssiger Phase untersuchen, die sich auch in einer Änderung der elektrischen Leitfähigkeit zeigen.

Das Hauptproblem bei der Herstellung der Sensoren bestand in dem Einsatz von Masken aus Nickel, die vor dem Sputtern mittels eines starken Magnetfeldes auf die Saphirsubstrate gepresst wurden. Dabei erwies sich die Haftung der Masken als unzureichend und es kam auch zu einer Beschichtung unterhalb der Maske, sodass die Leiterbahnen im Bereich des Sensorkopfes kurzgeschlossen wurden. Dies macht den Sensor unbrauchbar. Für zukünftige Sensoren muss ein Verfahren gefunden werden, mit dem sich der Einsatz von Sputtermasken vermeiden lässt.

Ein solches Verfahren wird gegenwärtig in Zusammenarbeit mit dem Detektor- und Targetlabor des Instituts für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt entwickelt, dessen technische Ausstattung seit Neuestem bedeutende Fortschritte gemacht hat. Ein mögliches Vorgehen wird im Folgenden beschrieben:

Als erstes wird das Saphirsubstrat mit einem Positivlack überzogen. Anschließend wird der Positivlack an der Stelle, an der sich die Leiterbahn befinden soll, belichtet. Nachdem Entwickeln löst sich der Positivlack nur an der belichteten Stelle ab. Auf dem restlichen Substrat bleibt er aber erhalten. Anschließend wird eine dünne Schicht von wenigen hundert Nanometern aus Gold oder einem anderen guten Leiter aufgedampft und danach der restliche Positivlack, auf dem sich ebenfalls aufgedampft Material befindet, entfernt. Zurück bleibt eine wenige hundert Nanometer dicke Leiterbahn, die im nächsten Schritt auf etwa zehn Mikrometer verstärkt werden muss. Dazu wird das Substrat mit der Leiterbahn wieder mit Positivlack überzogen und an der Stelle, an der sich die Leiterbahn befindet, belichtet. Nun wird die vorhandene Leiterbahn galvanisch verstärkt. Der noch vorhandene Positivlack hindert dabei das Metall daran, sich in die Breite auszudehnen.



Literaturverzeichnis

- [Ashcroft 2007] ASHCROFT, Neil: *Festkörperphysik*. 3. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2007 (🔗 Seite 10).
- [Binnig et al. 1986] BINNIG, G. ; QUATE, C. F. ; GERBER, Ch.: Atomic Force Microscope. In: *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986), März, Nr. 9, S. 930–. DOI 10.1103/PhysRevLett.56.930 (🔗 Seite 35).
- [Binnig et al. 1987] BINNIG, G. ; GERBER, Ch. ; STOLL, E. ; ALBRECHT, T.R. ; QUATE, C.F.: Atomic resolution with atomic force microscope. In: *Surface Science* 189-190 (1987), S. 1 – 6. DOI DOI: 10.1016/S0039-6028(87)80407-7. – ISSN 0039–6028. – Proceedings of the Ninth European Conference on Surface Science (🔗 Seite 36).
- [Bürkle 2009] BÜRKLE, Sebastian: Konstruktion und Inbetriebnahme einer Testanlage zur kontaktlosen Messung der elektrischen Leitfähigkeit von flüssigen Metallen / Technische Universität Darmstadt. 2009. – Bachelorarbeit (🔗 Seite 50).
- [Constantin 2002] CONSTANTIN, Carmen: *Multiple weak shock waves induced by heavy ion beams in solid matter*, TU-Darmstadt, Diss., 2002 (🔗 Seite 1).
- [CST] Homepage. <http://www.cst.com/>. – CST Computer Simulation Technology AG (🔗 Seite 64).
- [Czycholl 2007] CZYCHOLL, Gerd: *Theoretische Festkörperphysik*. 3. Auflage. Springer, 2007 (🔗 Seite 3).
- [Drude 1900] DRUDE, P.: Zur Elektronentheorie der Metalle. In: *Ann. Phys.* 306 (1900), Nr. 3, S. 566–613. DOI 10.1002/andp.19003060312. – ISSN 1521–3889 (🔗 Seite 3).
- [Ensslin 2009] ENSSLIN: Physik II. In: *Vorlesungsskript WS 2009*, 2009 (🔗 Seite 9).
- [Fischer 2007] FISCHER, Hans: *Werkstoffe in der Elektrotechnik*. Bd. 6. Carl Hanser Verlag München, 2007 (🔗 Seite 63).
- [Frank et al. 2010] FRANK, A. ; BLAŽEVIĆ, A. ; GRANDE, P. L. ; HARRES, K. ; HESSLING, T. ; HOFFMANN, D. H. H. ; KNOBLOCH-MAAS, R. ; KUZNETSOV, P. G. ; NÜRNBERG, F. ; PELKA, A. ; SCHAUMANN, G. ; SCHIWETZ, G. ; SCHÖKEL, A. ; SCHOLLMEIER, M. ; SCHUMACHER, D. ; SCHÜTRUMPF, J. ; VATULIN, V. V. ; VINOKUROV, O. A. ; ROTH, M.: Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. In: *Phys. Rev. E* 81 (2010), S. 026401 (🔗 Seite 1).
- [Gmelin 1972] GMELIN, Leopold: *Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie*. Bd. B1. 8. Verlag Chemie GmbH, 1972. – System-Nummer 47 (🔗 Seite 57).
- [Gross 2009] GROSS, Prof. Dr. R.: Festkörperphysik. In: *Vorlesungsskript zur Vorlesung im WS 1998/1999 und SS 1999*, 2009 (🔗 Seiten 8 und 9).

- [Harding 1970] HARDING, D. R. F. ; L. Rossington R. F. ; L. Rossington: Wetting of Ceramic Oxides by Molten Metals Under Ultrahigh Vacuum. In: *Journal of the American Ceramic Society* 53 (1970). DOI 10.1111/j.1151-2916.1970.tb12016. (↗ Seite 44).
- [Hardy 1985] HARDY, S. C.: The surface tension of liquid gallium. In: *Journal of Crystal Growth* 71 (1985), S. 602–606. DOI DOI: 10.1016/0022-0248(85)90367-7 (↗ Seite 44).
- [Harres 2010] HARRES, Knut: *Strahltransport laserbeschleunigter Ionen*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2010 (↗ Seite 1).
- [Hensel u. Waren 1999] HENSEL, Friedrich ; WARREN, William: *Fluid Metals*. Princeton University Press, 1999 (↗ Seite 11).
- [Heuermann 2005] HEUERMANN, Holger: *Hochfrequenztechnik*. Bd. 12. Vieweg, 2005. – 319 S. (↗ Seite 17).
- [Hülsmann 2009] HÜLSMANN, P: Bunch Compression for FAIR. In: *23rd Particle Accelerator Conference Vancouver Canada* (2009), Mai (↗ Seite 26).
- [Hoffmann 1993] HOFFMANN, Dieter H. H.: *Wechselwirkung von schweren Ionen mit ionisierter Materie.*, Habilitationsschrift, 1993 (↗ Seite 1).
- [Hug 2010] HUG, Alexander: *Bild*, 2010. – Private Kommunikation (↗ Seite 31).
- [Hunklinger 2009] HUNKLINGER, Siegfried: *Festkörperphysik*. 2. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009. – 311–374 S. (↗ Seite 9).
- [Ida 1995] IDA, Nathan: *Numerical modeling for electromagnetic non-destructive evaluation*. Chapman & Hall, 1995 (↗ Seite 63).
- [Jakoby 2009] JAKOBY, Bernhard: The relation between relaxation time, mean free path, collision time and drift velocity-pitfalls and a proposal for an approach illustrating the essentials. In: *European Journal of Physics* 30 (2009), Nr. 1, S. 1. DOI 10.1088/0143-0807/30/1/001 (↗ Seite 4).
- [Kudasov 1999] KUDASOV, Yu. B.: High-Frequency Conductivity Measurement by a Contactless Method in Superhigh Magnetic Fields. In: *Instruments and Experimental Techniques* 42 (1999), S. 527–530 (↗ Seiten 2, 12, 19 und 32).
- [Kulish et al. 2008] KULISH, M. ; Kelič, A. ; ACHENBACH, B. ; BEHR, K.H. ; BRÜNLE, A. ; CERUTTI, F. ; CATHERALL, R. ; GEISSEL, H. ; HOFFMANN, D.H.H. ; HUG, A. ; KARAGIANNIS, Ch. ; KINDLER, B. ; KNIE, K. ; KRAUSE, M. ; LETTRY, J. ; LOMMEL, B. ; MENZEL, J. ; MÜLLER, N. ; RICHTER, H. ; S?MMERER, K. ; TAHIR, N. ; TOMUT, M. ; TRAUTMANN, Ch. ; UDREA, S. ; VARENTSOV, D. ; WEICK, H. ; WILFINGER, R. ; WINKLER, M. ; ZHAO, Y.: Quadrature Interferometer for HEDP Experiments with Heavy Ion Beams. Version: 2008. <http://www.gsi.de/documents/DOC-2008-Jun-3-1.pdf>. In: *High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams – Annual Report 2007*. Planckstraße 1, 64291 Darmstadt, Germany : GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008, Kapitel EP-02, S. 2 (↗ Seiten 1 und 31).
- [Lide 2006] LIDE, David R.: *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 86. Taylor & Francis, 2006 (↗ Seiten 43 und 67).

-
- [Ling 2007] LING, Johannes: *Kontaktfreie Leitfähigkeitsmessung von Materie bei hoher Energiedichte*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2007 (☞ Seiten 2, 19, 32 und 33).
- [Menzel 2006] MENZEL, Jurij: *Interferometrische Geschwindigkeitsmessungen an schwerionengetriebenen Targets*, TU Darmstadt, Diplomarbeit, 2006 (☞ Seite 31).
- [Ni 2006] NI, Pavel: *Temperaturmessungen von Materie hoher Energiedichte, erzeugt durch intensiven Schwerionenstrahlen*, TU Darmstadt, Diss., 2006 (☞ Seiten 1 und 30).
- [Nolting 2007] NOLTING, Wolfgang: *Grundkurs Theoretische Physik 3*. Bd. 8. Auflage. Springer-Verlag, 2007 (☞ Seite 13).
- [Ohnesorge u. Binnig 1993] OHNESORGE, F. ; BINNIG, G.: True Atomic Resolution by Atomic Force Microscopy Through Repulsive and Attractive Forces. In: *Science* 260 (1993), Nr. 5113, S. 1451–1456. DOI 10.1126/science.260.5113.1451 (☞ Seite 36).
- [Pokorny u. Astrom 1975] POKORNY, M. ; ASTROM, H. U.: Temperature dependence of the electrical resistivity of liquid tin between 214 degrees C and 705 degrees C. In: *Journal of Physics F: Metal Physics* 5 (1975), Nr. 7. DOI 10.1088/0305-4608/5/7/012 (☞ Seite 51).
- [Ratzinger 2001] RATZINGER, U.: Commissioning of the new GSI high current linac and HIF related RF linac aspects. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 464 (2001), Mai, Nr. 1-3, S. 636–645. DOI 10.1016/S0168-9002(01)00155-3. – ISSN 0168–9002 (☞ Seite 23).
- [Roth 1997] ROTH, Markus: *Experimentelle Bestimmung des Energieverlustes schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen*, Technische Universität Darmstadt, Diss., 1997 (☞ Seite 1).
- [Rucker 2001] RUCKER, Wolfgang M.: Elektrodynamik II. In: *Vorlesungsskript SS 2001*, 2001 (☞ Seite 15).
- [Sakakibara et al. 1989] SAKAKIBARA, T. ; GOTO, T. ; MIURA, N.: Contactless transport measurement of metals in pulsed high magnetic fields. In: *Review of Scientific Instruments* 60 (1989), S. 444. DOI 10.1063/1.1140398 (☞ Seiten 2 und 14).
- [Shimoji 1977] SHIMOJI, M.: Liquid Metals. In: *Academic Press* (1977) (☞ Seite 11).
- [Stadler 1985] STADLER, Erich: Der Richtkoppler – Funktion und Anwendung / UKW-Berichte. Jahnstr. 7 D-91083 Baiersdorf, März 1985 (1/1985). – Forschungsbericht (☞ Seite 38).
- [Tahir et al. 2009] TAHIR, N.A. ; SPILLER, P. ; SHUTOV, A. ; LOMONOSOV, I.V. ; PIRIZ, A.R. ; REDMER, R. ; HOFFMANN, D.H.H. ; FORTOV, V.E. ; DEUTSCH, C. ; BOCK, R.M.: Proposed High Energy Density Physics Research Using Intense Particle Beams at FAIR: The HEDgeHOB Collaboration. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 37 (2009), July, S. 1267 – 1275. DOI 10.1109/TPS.2009.2022012 (☞ Seite 1).
- [Thomson 1897] THOMSON, J. J.: Cathode Rays. In: *Philosophical Magazine Series* 5 44 (1897), S. 293 – 316. DOI 10.1080/14786449708621070 (☞ Seite 3).
- [Udrea 2004] UDREA, Serban: *Elektrische Leitfähigkeit dichter, schwerioneninduzierter Plasmen*, TU Darmstadt, Diss., 2004 (☞ Seite 2).

- [Udrea et al. 2006a] UDREA, S. ; SHILKIN, N. ; FORTOV, V. E. ; HOFFMANN, D. H. H. ; JACOBY, J. ; KULISH, M. I. ; MINTSEV, V. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D. ; TAHIR, N. A. ; VARENTSOV, D.: Electrical resistivity measurements of heavy ion beam generated high energy density aluminium. In: *Journal Of Physics A-Mathematical And General* 39 (2006), apr, Nr. 17, S. 4743–4747. DOI 10.1088/0305-4470/39/17/S68 (Seiten 2 und 63).
- [Udrea et al. 2006b] UDREA, S. ; SHILKIN, N. ; VARENTSOV, D. ; TAHIR, N. A. ; BOCK, R. ; CONSTANTIN, C. ; DEWALD, E. ; FORTOV, V. E. ; HOFFMANN, D. H. H. ; JACOBY, J. ; KULISH, M. ; LOMONOSOV, I. ; MINTSEV, V. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D. ; SHUTOV, A: Electrical resistivity of high energy density matter generated by high intensity heavy ion beams. In: *Journal De Physique IV* 133 (2006), jun, S. 1089–1091. DOI 10.1051/jp4:2006133221 (Seiten 2 und 63).
- [Varentsov 2002] VARENTSOV, Dmitri: *Energy Loss Dynamics of Intense Heavy Ion Beams Interacting with Matter*, TU-Darmstadt, Diss., 2002 (Seite 1).
- [Varentsov et al. 2007] VARENTSOV, D. ; TERNOVOI, V. Y. ; KULISH, M. ; FERNENGEL, D. ; FERTMAN, A. ; HUG, A. ; MENZEL, J. ; NI, P. ; NIKOLAEV, D.N. ; SHILKIN, N. ; TURTIKOV, V. ; UDREA, S. ; FORTOV, V.E. ; GOLUBEV, A.A. ; GRYAZNOV, V.K. ; HOFFMANN, D.H.H. ; KIM, V. ; LOMONOSOV, I.V. ; MINTSEV, V. ; SHARKOV, B.Yu. ; SHUTOV, A. ; SPILLER, P. ; TAHIR, N.A. ; WAHL, H.: High-energy-density physics experiments with intense heavy ion beams. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 577 (2007), Nr. 1-2, S. 262 – 266. DOI 10.1016/j.nima.2007.02.060. – Proceedings of the 16th International Symposium on Heavy Ion Inertial Fusion - HIF 06 (Seite 1).
- [Weiland 1977] WEILAND, T.: Eine Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis. In: *AEÜ* 31 (1977) (Seite 64).
- [Weiland 1998] WEILAND, T.: TIME DOMAIN ELECTROMAGNETIC FIELD COMPUTATION WITH FINITE DIFFERENCE METHODS. In: *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields* 9 (1998), S. 295–319. DOI 10.1002/(SICI)1099-1204(199607)9:4<295::AID-JNM240>3.0.CO;2-8 (Seite 64).
- [Weiland 2003] WEILAND, T.: Verfahren und Anwendung der Feldsimulation. In: *Skriptum zur Vorlesung-Technische Universität darmstadt*, 2003 (Seite 64).
- [Wiedemann u. Franz 1853] WIEDEMANN, G. ; FRANZ, R.: Ueber die Wärme-Leitungsfähigkeit der Metalle. In: *[Pogg.] Annalen der Physik* 89 (1853), S. 497–531 (Seite 1).
- [Yee 1966] YEE, K.: Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. In: *IEEE Transactions on Antennas and Propagation* 14 (1966), S. 302–307 (Seite 64).
- [Yuan et al. 2002] YUAN, Zhang F. ; MUKAI, Kusuhiko ; TAKAGI, Katsuhiko ; OHTAKA, Masahiko ; HUANG, Wen L. ; LIU, Qiu S.: Surface Tension and Its Temperature Coefficient of Molten Tin Determined with the Sessile Drop Method at Different Oxygen Partial Pressures. In: *Journal of Colloid and Interface Science* 254 (2002), S. 338 – 345. DOI 10.1006/jcis.2002.8589 (Seite 44).
- [Ziman 1961] ZIMAN, J. M.: A theory of the electrical properties of liquid metals. I: The monovalent metals. In: *Philosophical Magazine* 6 (1961), Nr. 68, S. 1013–1034. DOI 10.1080/14786436108243361 (Seite 11).

Danksagung

Besonders möchte ich mich bei Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H.H. Hoffmann für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe diese Arbeit durchführen zu können. Mein Dank auch für die freundlichen, persönlichen und fachlichen Gespräche und Hilfestellungen.

Mein Dank gilt auch Herrn Professor. Dr.-Ing. Thomas Weiland, für die Möglichkeit, am Institut für „Theorie Elektromagnetischer Felder“ die Simulationen durchführen zu können.

Herrn Professor Dr. Thomas Stöhlker spreche ich meinen Dank für die Unterstützung in seiner Funktion als Leiter der Plasmaphysik der GSI aus.

Ein besonderes Dankeschön an Herrn Dr. Serban Udrea, für seine Betreuung und Beratung in allen physikalischen Fragen. Seine Hilfestellungen trugen im Wesentlichen zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Herrn Dr. Dmitry Varentsov danke ich für seine Bereitschaft, mich bei all meinen Problemen zu unterstützen und Lösungsansätze zu entwickeln.

Ganz besonders bedanke ich mich auch bei Peter Moritz, für seine Beratung und Hilfestellungen bei allen Fragen zur Messtechnik und für seine Unterstützung bei den Messungen mit dem Netzwerkanalysator, durch die diese erst möglich wurden.

Danke auch an Alexander Hug, Jurij Menzel für die zahlreichen fachlichen und zwischenmenschlichen Gespräche.

Ohne die Unterstützung des gesamten HHT-Teams wäre kein Experiment möglich gewesen. Hierfür danke ich D. Varentsov, S. Udrea, A. Hug, V. Ternovoi, M. Kulish, D. Nikolaev, V. Tutikov, A. Fertman, Said El Moussati und Bogdan Ionita.

Ein Dankeschön an die Arbeitsgruppe der Plasmaphysik für die nette Arbeitsatmosphäre.

Bei Bettina Lommel, Willi Hartmann, Birgit Kindler, Karsten Koch und Gabriele Zeitträger bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei der Herstellung der Targets.

Bei der Firma „PT&B Plasma-Technologie und Beschichtungen GmbH“ möchte ich mich für ihr Bemühen bedanken, die Sensoren herzustellen.

Mein Dank gilt auch Dr. phil. nat. Wolfgang F.O. Müller für seine Unterstützung bei den Simulationen.

Bei Kay-Obbe Voss und Markus Bender bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei den Messungen mit dem AFM und dem Dektak.

Vielen herzlichen Dank auch an alle, die mir beim Fertigstellen dieser Doktorarbeit geholfen haben. Vor allem Jana Burckhardt, Karen Ling, Knut Harres, Thomas Hessling, Lena Menzel und allen anderen, die die Zeit gefunden haben, diese Arbeit Korrektur zu lesen.

Ganz besonders danke ich auch Jana Burckhardt für die moralische Unterstützung und die langen Telefonate.

Bei meinen Eltern möchte ich mich für die vielseitige Unterstützung bedanken, wodurch mir das Physikstudium erst ermöglicht wurde.



Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Johannes Daniel Ling
Geboren am: 26. Mai 1980 in Marbach am Neckar

Schulbildung:

1992 - 2000: Gymnasium Edith-Stein Schule in Darmstadt
Abschluss: Abitur

Zivildienst:

2000 - 2001: Haus Waldeck in Griesheim

Studium:

WS/2001 - WS/2007: Physikstudium an der Technischen Universität Darmstadt
Abschluss: Diplom

Beruflicher Werdegang:

12/2007 - 12/2010: Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Technische Universität Darmstadt



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 22. März 2011

(Johannes Ling)